

Leistungsskalierung von Hochleistungsfaserlasern im
Spannungsfeld nichtlinearer Effekte und
transversaler Modeninstabilitäten

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

Vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von Diplom-Physiker Franz Beier

geboren am 9. Februar 1987 in Gera

1. Gutachter: Prof. Dr. Andreas Tünnermann, Universität Jena

2. Gutachter: Prof. Dr. Hartmut Bartelt, Universität Jena

3. Gutachter: Prof. Dr. Uwe Morgner, Universität Hannover

Tag der Disputation: 22. Mai 2018

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Grundlagen	6
2.1	Optische Glasfasern	6
2.1.1	Eigenschaften und Lichtausbreitung in optischen Fasern	6
2.1.2	Nichtlineare Effekte und limitierender Einfluss	13
2.2	Optische Verstärkung in Yb-dotierten Glasfasern	20
2.2.1	Optische Eigenschaften und Verstärkungsprozess in der Yb-dotierten Glasmatrix	20
2.2.2	Photodarkening	24
2.2.3	Wärmeeintrag im optischen Medium	25
2.2.4	Modell und numerische Implementierung	28
2.3	Transversale Modeninstabilitäten	30
2.3.1	Experimentelle Beobachtung	31
2.3.2	Physikalische Ursache und Modelle zur Beschreibung	32
2.3.3	Schwellwertbestimmung auf der Grundlage temporaler Charak- terisierung	35
3	Untersuchung Transversaler Modeninstabilitäten in Verstärkerfasern niedriger numerischer Apertur des Faserkerns	39
3.1	SBS, SRS und Reduktion	41
3.2	OFDR-basierte In-situ Temperaturmessungen in Faserverstärkern und Ermittlung der thermischen Last	42
3.3	In-situ Temperaturmessung in Faserverstärkern	45
3.4	Messung der TMI-Schwellen repräsentativer LMA-Fasern	49
3.5	Analyse signifikanter Einflussgrößen	53
3.5.1	Wärmeeintrag im dotierten Bereich und Wellenlängenabhängig- keit bei Biegevariation	53
3.5.2	Anpassung der Systemparameter Faserlänge und Pumpwellenlänge	57
3.5.3	Spektrale Breite und Stimulierte Brillouinstreuung	61
3.5.4	Führungseigenschaften des Faserkerns und thermische Last . . .	62

4	Optimierung der Faser- und Experimentalparameter zur Leistungs-	67
	skalierung	
4.1	Dotierungskonzentration, Photodarkening, Faserlänge und thermische Last	67
4.2	Faserbiegung	71
4.2.1	Grenzwellenlänge der LP_{11} am Beispiel einer Stufenindexfaser .	71
4.2.2	Brechungsindexprofil und Biegung realer Fasern	74
4.3	Vereinfachte Approximation der TMI-Schwelle und Ableiten einer Yb-dotierten LMA-Faser für mehr als 3 kW Ausgangsleistung	76
5	Grundmodige Faserverstärker mit 4,4 kW Ausgangsleistung	79
5.1	Hochleistungsaufbau und Ergebnisse	80
5.2	Skalierungspotential	87
6	Zusammenfassung	93

1 Einleitung

Auf die Entwicklung des Mikrowellen-emittierenden Masers durch C. H. Townes folgte der erste Laser im Spektralbereich des sichtbaren Lichts durch T. Maiman in den 60er Jahren des 20. Jahrhunderts [1–3]. In der Folge entwickelte sich der Laser zu einem weit verbreiteten Werkzeug in Forschung und Entwicklung und führte zur Optimierung und Beschleunigung zahlreicher Prozesse. Dabei setzten sich zunächst CO₂- und Festkörperlaser auf der Grundlage Neodym-dotierter Kristalle durch [4, 5]. Zu einer Durchdringung des Marktes kam es in der Folge des Einsatzes der Gas- und Festkörperlaser in der Medizin und der Produktion [6, 7].

Die Eigenschaften des Laserlichtes führten und führen zu einer Reihe neuer Anwendungsfelder, die hohe Anforderungen an moderne Laserquellen hinsichtlich der Strahleigenschaften, des Wirkungsgrades, der Wärmeabfuhr und der Baugröße stellen. Applikationen wie das Schneiden und Schweißen unterschiedlicher Materialien mit hoher Geschwindigkeit erfordern hohe Lichtintensitäten am Werkstück, deren Verfügbarkeit signifikant von der Ausgangsleistung und der Strahlqualität der eingesetzten Systeme abhängt [8, 9]. Ein Extrembeispiel ist die laserbasierte Beschleunigung in der Raumfahrt. Das internationale Projekt *Breakthrough Starshot* hat das Ziel, ultraleichte Mikrosatelliten mit Laserstrahlen über tausende Kilometer bis zu einem signifikanten Bruchteil der Lichtgeschwindigkeit zu beschleunigen und benachbarte Sternsysteme innerhalb weniger Jahrzehnte zu erreichen [10–12]. Voraussetzung dafür sind ebenfalls Strahlquellen, die sowohl eine hohe Ausgangsleistung, als auch eine hervorragende Fokussierbarkeit über große Strecken hinweg aufweisen. Das Konzept des Faserlasers ist eine vielversprechende Antwort auf die Frage nach immer leistungsfähigeren, beugungsbegrenzten Laserquellen und wurde bereits 1964 beschrieben [13]. Ytterbium-dotierte Fasern spielen dabei aufgrund der hohen optischen Effizienz eine besondere Rolle [14]. Zum einen sind Dioden-Pumpquellen im Ytterbium-Absorptionsband zwischen 900 und 1000 nm Wellenlänge verfügbar. Die hohe Wassertransmission des Emissionswellenlängenbandes zwischen 1000 und 1100 nm prädestiniert derartige Systeme zum anderen für atmosphärische Anwendungen [15].

Während sich bei anderen Laserkonzepten wie Stab- und Scheibenlaser die Strahlqualität aufgrund der Geometrie und thermooptischen Effekten schon bei relativ niedrigen Leistungen verringert oder konzeptbedingt niedrig ist, stellen Faserlaser und -verstärker

beugungsbegrenzte Ausgangsleistung in der Kilowatt-Größenordnung bereit [16–18]. Die Ausgangssignale mehrerer Faserverstärker lassen sich darüber hinaus mithilfe spektraler oder kohärenter Kombination so vereinen, dass in der Anwendung eine noch höhere Intensität zur Verfügung steht [19, 20]. Die Gesamtausgangsleistung skaliert mit der Ausgangsleistung des einzelnen Faserverstärkers. Während mit Strahl- und Pumpkombinationstechniken multimodige Systeme mit Ausgangsleistungen von über 100 kW realisiert werden können [21], ist die Ausgangsleistung grundmodiger Faserverstärker bei wesentlich niedrigeren Leistungen unter anderem durch nichtlineare Effekte begrenzt. Technologisch kann die Schwelle, an der der Effekt signifikante Auswirkung hat, durch eine Erhöhung der Faserkernfläche und der Dotierungskonzentration und einer in der Folge notwendigen, verringerten numerischen Apertur des Faserkerns, erhöht werden [22]. Diese Entwicklung führte im letzten Jahrzehnt zur Entdeckung transversaler Modeninstabilitäten (TMI), einem nichtlinearen thermooptischen Effekt, in dessen Folge sich die Strahlqualität ab einer systembedingten Schwelle verringert [23]. Das Strahlprofil fluktuiert als Konsequenz eines Energieübertrages zwischen den in der Faser geführten Transversalmoden, dessen Ursache ein in Folge der Modeninterferenz induziertes Brechungsindexgitter ist [24].

Die mit TMI verbundene Limitierung stellt eine erhebliche Beeinträchtigung der Leistungsskalierung Yb-dotierter Faserverstärker dar. Die Erforschung inwiefern verschiedene physikalische Größen Einfluss auf die TMI-Schwelle haben und Ansätze zur Erhöhung derselben, sind daher von großer Bedeutung für die weitere Evolution der Fasern und der Verstärkersysteme.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Leistungsskalierung kontinuierlicher Faserverstärker im Spannungsfeld von TMI und nichtlinearen Effekten untersucht. Im Fokus stehen dabei Großkernfasern mit Kernen niedriger numerischer Apertur und die Optimierung der Signalquellen, der thermischen Last und der Faserparameter um die Leistungsgrenzen zu erhöhen.

Die thermische Last im Faserkern widerspiegelt die Gesamtheit der am Leistungsumsatz beteiligten physikalischen Prozesse. *In situ* Temperaturmessungen und aus den Messwerten abgeleitete Wärmemengen helfen dabei, ein detailliertes Bild der longitudinalen Verteilung des Wärmeeintrags zu gewinnen und Größen mit Einfluss auf den Wärmeeintrag zu untersuchen. Darüber hinaus werden in der Literatur postulierte Einflussgrößen wie Pumpwellenlänge, stimulierte Brillouinstrahlung und spektrale

Breite des Signals hinsichtlich der erwarteten Auswirkung auf die TMI-Schwelle untersucht [25, 26]. Die gewonnenen Erkenntnisse werden im Anschluss herangezogen, um die Parameter einer Niedrig-NA Faser zu bestimmen, deren Eigenschaften zu einer grundmodigen Leistungsskalierung und zur Verschiebung der TMI-Schwelle zu einer Ausgangsleistung oberhalb von 4 kW führen [27, 28].

In Kapitel 2 werden die notwendigen physikalischen Grundlagen zu den Eigenschaften Ytterbium-dotierter Glasfasern, der optischen Verstärkung in Folge des Laserprozesses, den nichtlinearen Effekten, TMI und den zur Messung von Temperaturen benötigten Technologien gelegt. In Kapitel 3 folgt die systematische Untersuchung der TMI-Schwelle verschiedener Großkernfasern mit Schwerpunkt auf der thermische Last, verschiedenen Kerndurchmessern und Kombinationen aus Kern-NA und der Faserbiegung. Die beschriebenen Experimente geben ein umfangreiches Bild über die Möglichkeiten die Modeninstabilitätsschwelle einer Yb-dotierten Faser zu erhöhen und in Abhängigkeit der Parameter zu quantifizieren. In Kapitel 4 wird diskutiert, unter welchen Bedingungen die TMI-Schwelle und die nichtlinearen Schwellen so weit verschoben werden können, dass eine grundmodige Ausgangsleistung mit mehr als den in Kapitel 3 beschriebenen 3 kW erreicht werden kann. Die daraus resultierenden Fasern und die experimentellen Ergebnisse von 4,4 kW stabiler, grundmodiger Ausgangsleistung werden in Kapitel 5 vorgestellt. Darüber hinaus werden 3,5 kW Ausgangsleistung mit einem schmalbandigem Spektrum von 180 pm Linienbreite erreicht.

Die im Rahmen dieser Arbeit erreichten Ergebnisse stellen hinsichtlich der spektralen Eigenschaften, der grundmodigen Ausgangsleistung und der nachgewiesenen zeitlicher Stabilität die derzeit leistungsstärksten, kontinuierlichen Faserverstärkersysteme ohne Kombinationselemente dar.

2 Grundlagen

Die signifikanten Eigenschaften einer Laserquelle werden durch die Wellenlänge, die spektrale Bandbreite, die Strahlqualität und die mittlere Leistung des emittierten Strahls charakterisiert. Bei gepulsten Systemen sind darüber hinaus die Pulswiederholrate und die Pulsdauer von Bedeutung [29]. Die genannten Größen hängen neben den optischen Signal- und Pumpquellen im Wesentlichen von den optischen Eigenschaften des Verstärkermediums ab. Dieses wird im Falle des Faserlasers durch den Faserkern, dessen Dotanden und deren Wirtsmaterial bestimmt. In diesem Kapitel werden die grundlegenden physikalischen Zusammenhänge der Funktion optischer Fasern sowie begrenzend Nichtlinearitäten in Abschnitt 2.1 und die Verstärkung von Licht und deren Modellierung in Abschnitt 2.2 beschrieben. Abschnitt 2.3 beinhaltet die Phänomenologie transversaler Modeninstabilitäten und Modelle zur Erklärung der physikalischen Ursachen. Im Anschluss dazu wird auf nichtlineare optische Effekte und die theoretischen Grundlagen zur Bestimmung der thermischen Last im Faserverstärker eingegangen.

2.1 Optische Glasfasern

2.1.1 Eigenschaften und Lichtausbreitung in optischen Fasern

Optische Glasfasern sind Lichtwellenleiter mit zylindrischer Geometrie [13, 30]. Der äußere Fasermantel ist meist mit einem Kunststoffmantel auf Acrylatbasis umschlossen. Charakteristisch für optische Fasern im Vergleich zu anderen Wellenleitern ist das große Aspektverhältnis zwischen Länge und Durchmesser. Abbildung 2.1 zeigt die grundlegende Struktur einer modernen Doppelkernfaser, aufgeteilt in Faserkern, Glasmantel und äußeren Schutzmantel. Die Lichtführung kann für einfache Fasertypen durch die durch eine Brechzahlverringerung bedingte innere Totalreflexion zwischen Kern und Mantelbereich und bei sogenannten Doppelkernfasern darüber hinaus zwischen Mantel und äußerem Kunststoffmantel beschrieben werden. Diese Eigenschaft wird bei Faserlasern genutzt, um Pumplicht niedriger Strahlqualität im inneren Mantel und das Signallight im Faserkern zu führen. Der bezüglich des Kernaufbaus einfachste Fasertyp ist die Stufenindexfaser, deren Brechzahl des idealisierten Kerns um einen konstanten, positiven Wert von der Brechzahl des Fasermantels abweicht.

Die Querschnittsgeometrie und die Brechzahldifferenz definieren die Lichtführungs-

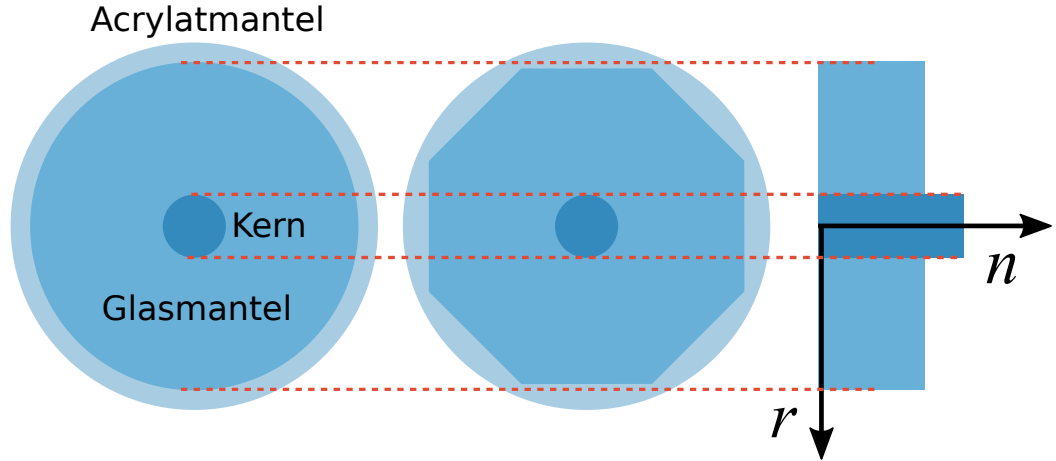


Abbildung 2.1: Schematisches Brechzahlprofil einer Stufenindexfaser.

eigenschaften der Faser. Eine auf der Grundlage der Lichtführungseigenschaften im Modell der inneren Totalreflexion gebildete Größe ist die *Numerische Apertur* (NA) der Faser. Diese ist ein Maß für die Brechzahldifferenz des Kerns im Verhältnis zu der des Mantels und des maximalen Einfallswinkel ϑ , unter dem noch eine Führung möglich ist [31]. Die numerische Apertur lässt sich ausdrücken durch

$$\text{NA} = \sqrt{n_K^2 - n_M^2} = n_0 \cdot \sin(\vartheta), \quad (2.1)$$

mit der Kern- und Mantelbrechungsindizes n_K und n_M und dem Brechungsindex des die Faser umgebenden Mediums n_0 .

Die Ausbreitung des Lichtes ist im elektromagnetischen Wellenmodell durch die Maxwellgleichungen charakterisiert und lässt sich für dielektrische und nichtmagnetische Medien, zu denen optische Glasfasern gehören, durch die allgemeine Wellengleichung für das elektrische Feld $\vec{E}(\vec{r}, t)$ und der Polarisation $\vec{P}(\vec{r}, t)$

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{E}(\vec{r}, t) = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}(\vec{r}, t) \quad (2.2)$$

mit dem Nabla-Operator ∇ , der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c_0 und der magnetischen Permeabilität des Vakuums μ_0 ausdrücken [32]. \vec{r} ist der Ortsvektor zur Zeit t . Die Polarisation $\vec{P}(\vec{r}, t)$ repräsentiert die Materialresponse auf das elektrische Feld und ist vor allem im Falle hoher Feldstärken von Bedeutung [33]. $\vec{P}(\vec{r}, t)$ kann in Terme

des elektrischen Feldes $\vec{E}(\vec{r}, t)$ entwickelt werden und lässt sich durch

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \sum_k \chi^{(k)} \vec{E}^k = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E}^2 + \chi^{(3)} \vec{E}^3 + \dots \right) \quad (2.3)$$

beschreiben. Während ε_0 für die Permittivität des Vakuums steht, ist die elektrische Suszeptabilität $\chi^{(k)}$ mit der Ordnung k ein Maß für die Materialantwort eines Mediums auf ein elektrisches Feld. Während die Polarisierung erster Ordnung von der Suszeptabilität abhängt, die Frequenzabhängigkeit des Brechungsindex n und der Materialabsorption α hervorruft und linear mit der Feldstärke des elektrischen Feldes skaliert, repräsentieren die Terme höherer Ordnung andere physikalische Effekte. Physikalische Effekte aufgrund der Polarisierung zweiter Ordnung treten in Kieselglas aufgrund der Symmetrie des SiO_2 -Moleküls nicht auf. Bei hohen elektrischen Feldstärken spielt die Polarisierung dritter Ordnung mit $\chi^{(3)} \vec{E}^3$ aber eine signifikante Rolle [33]. Die resultierenden Effekte der *Stimulierten Ramanstreuung* und der *Stimulierten Brillouinstreuung* werden in Kapitel 2.1.2 beschrieben. Im linearen Bereich niedriger Feldstärken kann die Polarisierung vernachlässigt werden und die allgemeine Wellengleichung lässt sich unter der Annahme eines geringen Kern-Brechzahlhubes zur skalaren Helmholtzgleichung

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \cdot n_0^2(x, y) \right) E_i(x, y) = \beta_i^2 E_i(x, y) \quad (2.4)$$

mit den Eigenwerten β_i , und den Eigenfunktionen E_i reduzieren [34]. Dabei ist $n_0(x, y)$ das laterale Brechzahlprofil. Den einzelnen Moden E_i kann ein effektiver Brechungsindex

$$n_i^{\text{eff}} = \frac{\lambda \beta_i}{2\pi} \quad (2.5)$$

zugeordnet werden. Die Eigenwerte β_i werden auch als Propagationskonstanten der Moden bezeichnet. Für Stufenindexfasern werden die Lösungen für Gl. 2.4 durch die *Bessel*- bzw. *Hankelfunktionen* repräsentiert. Dabei entsprechen die *Besselfunktionen* möglichen physikalischen (Eigen-) Zuständen im Wellenleiter, die als *LP-Moden* bezeichnet werden [35]. Da die Eigenfunktionen E_i einer Orthonormalbasis entsprechen, kommt es im Rahmen dieser Betrachtung zu keinem Energieaustausch zwischen den Moden [31]. Für eine idealisierte Stufenindexfaser mit unendlichem Mantel ermöglicht die Einführung

des sogenannten *V-Parameters* eine analytische Abschätzung, welche Modenordnung in Abhängigkeit des Kernradius und der Kern-NA noch geführt wird [36]. V ist definiert als

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot r_K \cdot \text{NA}. \quad (2.6)$$

Für die Anwendung von Glasfasern spielt der Grenzwert für V eine wichtige Rolle, unter dem nur die Mode der niedrigsten Ordnung, die Grundmode LP_{01} geführt wird. Dieses Kriterium ist für ideale Stufenindexfasern für $V \leq 2,405$ erfüllt [31]. Fasern mit $V > 2,405$ sind dementsprechend multimodig. Das heißt, es wird mehr als eine Mode geführt. Dieses Kriterium lässt sich vor allem bei realen Fasern mit niedriger NA nicht uneingeschränkt anwenden, da diese typischerweise vom Idealprofil der Stufenindexfaser abweichen. In der Folge lässt sich mit der Definition in Gl. 2.1 für reale Fasern keine NA errechnen. Auch die Bestimmung des Kerndurchmessers ist dann definitionsabhängig.

Abbildung 2.2 zeigt die Brechzahlprofile einer idealisierten Stufenindexfaser im Vergleich zu einer realen Faser.

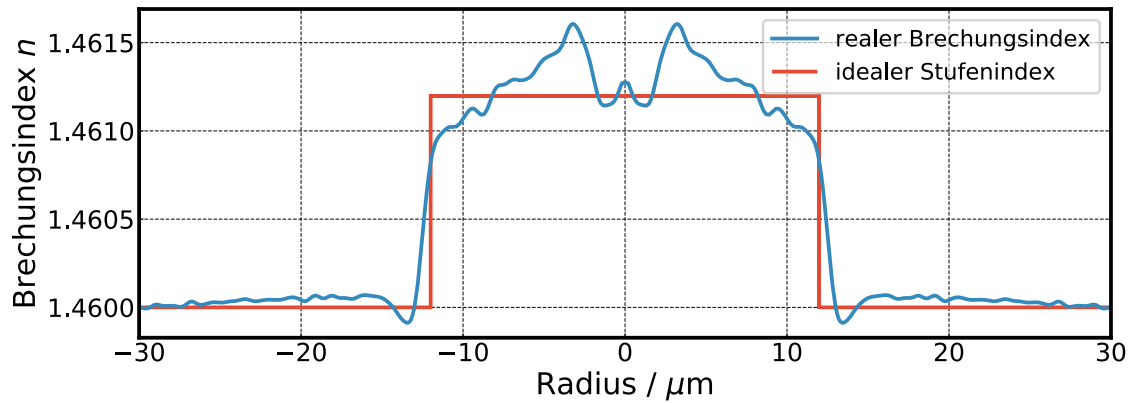


Abbildung 2.2: Das Brechungsindexprofil einer idealen Stufenindexfaser im Vergleich zu dem einer realen kommerziellen Faser.

Eine weitere Möglichkeit die Führungseigenschaften des Faserkerns zu charakterisieren, ist die sogenannte Cut-Off Wellenlänge [37, 38]. Der Flächenüberlapp der Intensitätsverteilung jeder einzelnen Mode mit dem Faserkern ändert sich in Abhängigkeit von

der Wellenlänge. Oberhalb einer Grenzwellenlänge reduziert sich der Überlapp auf ein zu vernachlässigendes Maß und man spricht vom *Cut-Off*.

Für reale Fasern und den damit verbundenen Brechungsindexverteilungen ist es nötig, die Feldverteilungen, die Intensitätsprofile und das Überlappverhältnis der Moden numerisch zu errechnen [34]. Abbildung 2.3 zeigt die Intensitätsverteilungen mit $I_i = |E_i|^2$ für das in Abb. 2.3 dargestellte Brechungsindexprofil einer realen Faser.

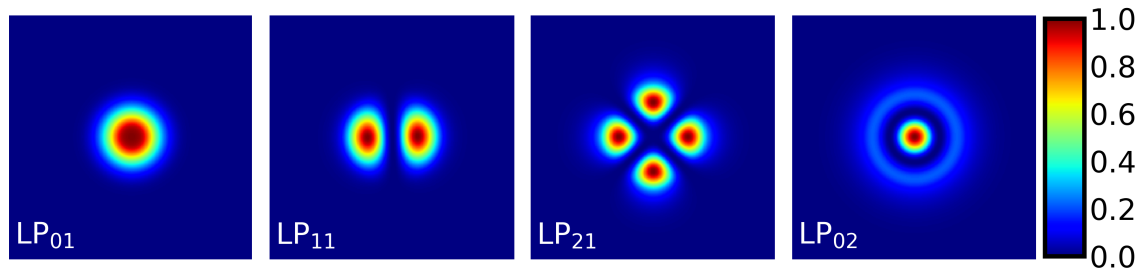


Abbildung 2.3: Die ersten 4 LP-Moden eines realen Glasfaserkerns mit der in Abb. 2.2 dargestellten Brechungsindexverteilung. Falschfarbendarstellung der Intensität in willkürlichen Einheiten.

Die Grenz- bzw. *Cut-Off*-Wellenlänge einzelner Moden kann numerisch aus den gemessenen Brechzahlprofilen ermittelt werden. Abb. 2.4 zeigt den wellenlängenabhängigen Modenüberlapp der LP₀₁, LP₁₁ und LP₂₁-Mode für das in Abb. 2.2 dargestellte, reale Brechungsindexprofil. Der Kernüberlapp der LP₂₁ reduziert sich bei 1200 nm auf unter 20 %.

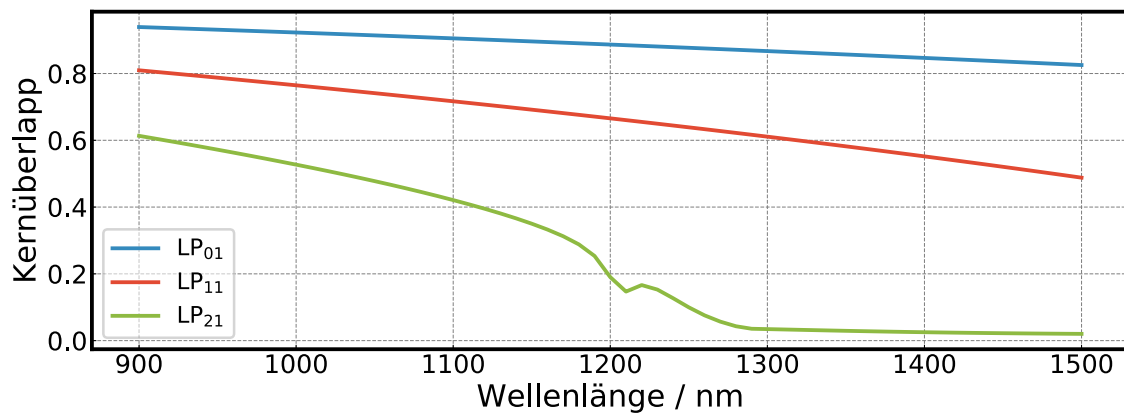


Abbildung 2.4: Kernüberlapp der Moden der Ordnung 1 bis 3 am Beispiel der *nufern 25/400* mit 25 μm Kerndurchmesser und NA 0,06.

Sinkt der Kernüberlapp der LP_{11} bei der Wellenlänge des in der Faser geführten Lichtes unter 20 % und ist die LP_{01} die einzig verbleibende Mode mit signifikantem Leistungsanteil, so wird in dieser Arbeit von einer grundmodigen Faser gesprochen und der V-Parameter braucht nicht als Kriterium herangezogen zu werden.

Das resultierende Intensitätsprofil des in der Faser propagierenden Lichts $I(x, y, z)$ mit der Propagationskoordinate z setzt sich aus der Intensität der überlagerten elektrischen Felder zusammen. Für das überlagerte Intensitätsprofil von k Moden gilt [31]:

$$I = |E|^2 = \sum_{i=1}^k |E_i(x, y)|^2 + 2 \cdot \sum_{i=1, i \neq j}^k \sum_{j=1, j \neq i}^k E_i(x, y) E_j(x, y) \cos(\varphi_{ij}(z)). \quad (2.7)$$

φ_{ij} repräsentiert die Phasenverschiebung zwischen den elektrischen Feldern zweier betrachteter Moden und ist abhängig von der Propagationsdistanz z und den Propagationskonstanten β_k . Es gilt

$$\varphi_{ij}(z) = (\beta_i - \beta_j) \cdot z. \quad (2.8)$$

Die Modeninterferenz führt nach Gl. 2.7 für unterschiedliche Propagationskonstanten zu einer periodischen longitudinalen Intensitätsverteilung mit der Periodenlänge

$$\Lambda = \frac{2\pi}{\beta_i - \beta_j}. \quad (2.9)$$

Einen signifikanten Einfluss auf die Führungseigenschaften des Faserkerns hat darüber hinaus eine Biegung der Faser [39, 40]. Durch die Biegung des Glasmaterials werden mechanische Spannungen induziert, die einen materialspezifischen Einfluss auf die optischen Eigenschaften haben und den Brechungsindex lokal verändern. In Abb. 2.5 ist die Veränderung des Brechungsindex einer Stufenindexfasers längs zur Biegerichtung dargestellt. Die Änderung des Brechungsindexprofils des Kerns führt darüber hinaus zu einer Veränderung der Eigenlösungen der Helmholtzgleichung (Gl. 2.4) und damit zu einer Änderung des Intensitätsprofils der einzelnen Moden. Abb. 2.5 zeigt auch die Intensitätsverteilung der ersten 4 LP-Moden des dargestellten Stufenindex-Intensitätsprofils für vier verschiedene Biegedurchmesser. Mit abnehmendem Biegedurchmesser verringert sich der Intensitätsanteil im Kernbereich und in der Folge auch die Grenzwellenlänge.

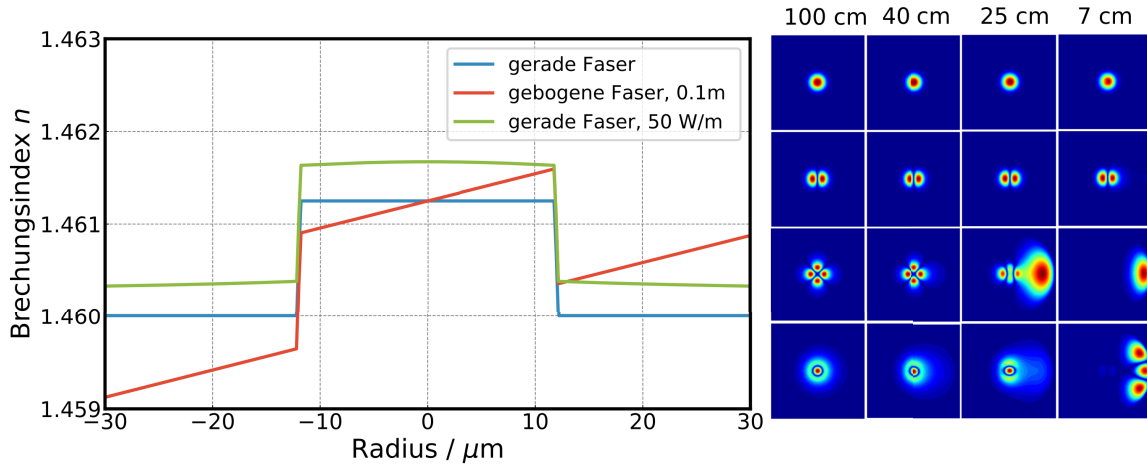


Abbildung 2.5: Brechzahlprofil einer Stufenindexfaser im auf 0.1 m Durchmesser gebogenen und im entspannten Zustand. Daneben sind die 4 LP-Moden des Beispielpfils bei 4 unterschiedlichen Biegedurchmessern dargestellt. Die Intensitätsverteilung verlagert sich für niedrigere Biegedurchmesser zunehmend nach außen. Darüber hinaus ist die Veränderung des Brechungsindexprofils bei 50 W/m Wärmeeintrag dargestellt.

Theoretisch verlagert sich der Schwerpunkt der Intensitätsverteilung nach der Propagation durch das gebogene Faserstück wieder reversibel in den Kernbereich. In realen Fasern kommt es zu einem irreversiblen Energieübertrag aus dem Kern heraus, den sogenannten Biegeverlusten [39, 41–43]. Neben diesen Biegeverlusten kommt es zu Verlusten infolge nichtlinearer Effekte, des Laserprozesses und der Hintergrundabsorption bzw. -streuung, die in Abschnitt 2.1.2 und 2.2.1 beschrieben werden. Der in Wärme resultierende und nicht durch den Laserprozess bestimmte Anteil der Verluste, wird als Hintergrundverlust mit dem Absorptionskoeffizienten α_H zusammengefasst. Der resultierende Wärmeeintrag ins optische Medium in Abhängigkeit der Leistung P des eingekoppelten Lichts kann mit

$$Q_H = \frac{\ln 10}{10} \cdot \alpha_H \cdot P \quad (2.10)$$

beschrieben werden. Typischerweise liegt α_H für Kieselglas unter 1 dB/km [44].

Das am Faserende ausgekoppelte Modengemisch ist durch die Eigenschaften des eingekoppelten Lichts und den in der Faser auftretenden Verlusten determiniert. Eine Möglichkeit das aus dem Modengemisch resultierende Strahlprofil zu charakterisieren, ist die Messung der sogenannten Beugungsmaßzahl M^2 , einem Maß für die Abweichung der

Strahlform von einem Gaußstrahl. In einer idealen und grundmodigen Stufenindexfaser entspricht die Strahlform am Faserausgang einem Gaußstrahl. Die Strahlqualität des resultierenden Laserstrahls kann dann durch das sogenannte Strahlparameterprodukt BPP ausgedrückt werden, abhängig von der Wellenlänge und der Beugungsmaßzahl M^2 . Eine hohe Anzahl geführter Moden verringert im Allgemeinen die Strahlqualität [45, 46] gegenüber einer grundmodigen Faser. Es gilt

$$\text{BPP} = \frac{M^2 \cdot \lambda}{\pi} = r_{\text{Taille}} \cdot \vartheta \quad (2.11)$$

mit dem Strahltaillenradius r_{Taille} und dem halben Divergenzwinkel ϑ des Strahls [35, 45]. Der Bezug auf die Wellenlänge λ erlaubt den Vergleich der Ausgangsstrahlcharakteristik bei unterschiedlichen Wellenlängen, die bei der Bestimmung der Beugungsmaßzahl bereits berücksichtigt wird.

Abbildung 2.6 zeigt die Strahltaile eines Laserstrahls bei 1070 nm Wellenlänge und einer Strahltaile mit einem Radius $r_{\text{Taille}} = 3 \mu\text{m}$. Erhöht sich das Strahlparameterprodukt M^2 , steigt die Divergenz bei gleichem Taille Radius signifikant.

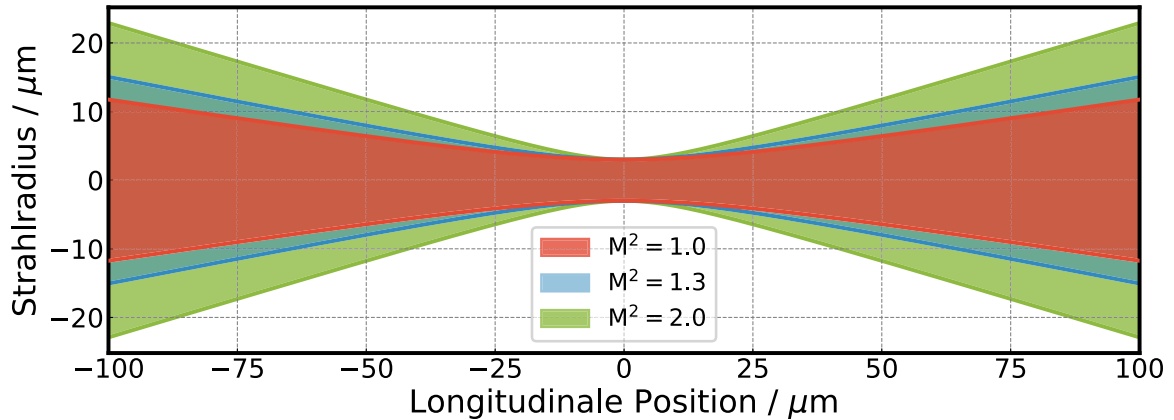


Abbildung 2.6: Strahltaile eines Laserstrahls bei 1070 nm Wellenlänge und einem Taille Radius $r_{\text{Taille}} = 3 \mu\text{m}$.

2.1.2 Nichtlineare Effekte und limitierender Einfluss

Nichtlineare Effekte haben einen signifikanten Einfluss auf die Leistungsskalierung von Faserlasern [38], basierend auf der in Abschnitt 2.1.1 beschriebenen, dritten Ordnung

der Polarisation $\chi^3 \vec{E}^3$. Aufgrund der geringen Kerngröße grundmodiger Fasern kommt es zu einer hohen Leistungsdichte bzw. zu hohen Feldstärken im Faserkern. Das Produkt aus Intensität und Länge ist für Faserlaser und -verstärker wesentlich größer als bei anderen Festkörperlaserkonzepten [38]. Ab einer effektspezifischen und von verschiedenen Faktoren abhängigen Feldstärke, erfolgt eine signifikante Wechselwirkung mit der Glasmatrix, in deren Folge Energie in andere Strahlungsanteile transferiert wird. Eine besondere Rolle spielt dabei die Streuung des Lichtes an akustischen und optischen Phononen, die in den Effekten der so genannten *stimulierten Brillouin-* und *Ramanstreuung* (SBS, SRS) resultiert. Aufgrund der Richtungs- bzw. Frequenzänderung des Lichtes, steht dieses in der Folge weder für den Laserprozess, noch für die ursprünglich vorgesehene Anwendung zur Verfügung. In diesem Kapitel wird auf beide Effekte eingegangen und Vermeidungsstrategien vorgestellt. Da es sich sowohl bei SBS und SRS um einen inelastischen Streuprozess handelt, wird Energie ans optische Medium übertragen, die zu einem Wärmeeintrag und in der Folge zu einer Temperaturerhöhung des Mediums führt.

Das Auftreten starker elektromagnetischer Felder führt darüber hinaus auch zur sogenannten *nichtlinearen Brechung*, dem elektrooptischen *Kerr-Effekt* [38]. Im Gegensatz zum Raman- bzw. Brillouineffekt wird dabei keine Energie an das optische Medium transferiert. Der Brechungsindex im Kern ändert sich aufgrund der auftretenden Feldstärke lokal und verschiedene Effekte wie *Selbstphasenmodulation*, *Selbstfokussierung* und *Kreuzphasenmodulation* können die Folge sein.

Stimulierte Ramanstreuung Stimulierte Ramanstreuung (SRS), als nichtlinearer Prozess begrenzt die durch eine Faser transmittierte, oder dort erzeugte Leistung durch eine Frequenzkonversion. Während der Effekt für Ramanlaser und -verstärker gezielt genutzt wird um spektrale Eigenschaften zu erreichen, die mit aktiven Medien nicht effizient erzeugt werden können, werden zur Realisierung von Hochleistungslasern Vermeidungsstrategien benötigt. In diesem Abschnitt werden die zugehörigen physikalischen Größen identifiziert.

Ramanstreuung ist ein Effekt, bei dem eine Wechselwirkung der Lichtwelle mit einem Schwingungsanteil der Moleküle, sogenannten optischen Phononen des Transmissionsmediums stattfindet. Da es sich um einen inelastischen Streuprozess handelt, haben die Photonen der resultierenden sogenannten *Stokeswelle* eine geringere Energie als die

der einfallenden Pumpwelle und sind zu dieser frequenzverschoben [38]. Dieser Effekt wird von den bereits vorhandenen Stokes-Anteilen stimuliert. Ist die Intensität des Pumplichtes und die Wechselwirkungslänge, in der beide Frequenzanteile interagieren können, ausreichend hoch, kann das Stokes-Signal den überwiegenden Leistungsanteil darstellen. Zu einer stimulierten Verstärkung kommt es überwiegend in Ausbreitungsrichtung des Pumpsignals entlang der Faser. Aufgrund der Intensitätsabhängigkeit kann der Konversationsprozess durch das folgende System gekoppelter Differentialgleichungen unter Vernachlässigung spontaner Ramanstreuung ausgedrückt werden:

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R(\Omega_R) I_p I_s - \alpha_s I_s \quad (2.12)$$

$$\frac{dI_p}{dz} = -\frac{\omega_p}{\omega_s} g_R(\Omega_R) I_p I_s - \alpha_p I_p. \quad (2.13)$$

I_p und I_s repräsentieren die Intensitäten, ω_p und ω_s die Frequenzen und α_p und α_s die Verluste an den Wellenlängen der Pump- und Stokesstrahlung. $g_R(\Omega_R)$ ist der Raman-Verstärkungskoeffizient, abhängig vom materialspezifischen Raman-Verstärkungsspektrum $\Omega_R = \omega_p - \omega_s$. Abbildung 2.7 zeigt das Raman-Verstärkungsspektrum in Kieselglas relativ zur Pumpfrequenz [38].

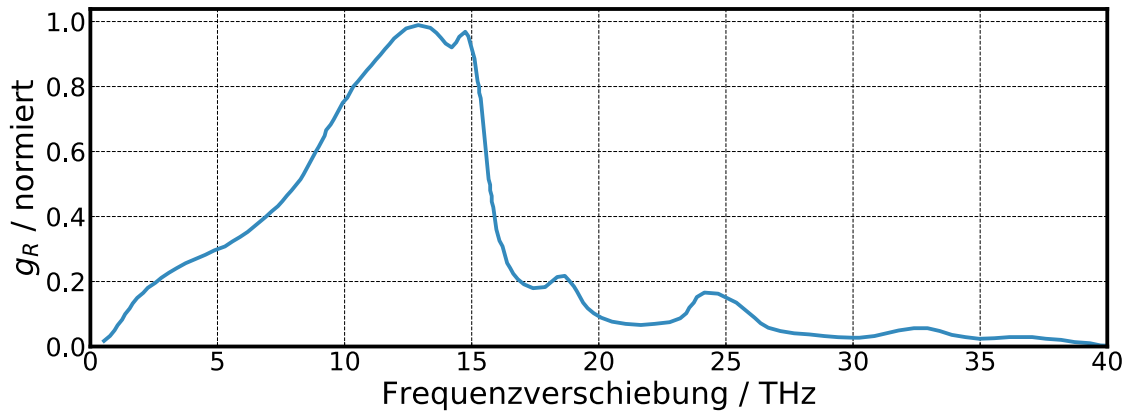


Abbildung 2.7: Raman-Verstärkungsspektrum einer Kieselglasfaser [38].

Wird die Reduktion der Pumpintensität entlang der Faser vernachlässigt, kann Gl. 2.13

zu

$$\frac{dI_p}{dz} = -\alpha_p I_p \quad (2.14)$$

reduziert werden. Das Gleichungssystem 2.12 und 2.13 kann dann mit der definierten effektiven Faserlänge

$$L_{\text{eff}} = \frac{1 - \exp(-\alpha_p \cdot L)}{\alpha_p} \quad (2.15)$$

zu

$$I_s(L) = I_s(0) \exp(g_R I_0 L_{\text{eff}} - \alpha_s) \quad (2.16)$$

gelöst werden [38]. Dabei ist $I_0 = I_p(0)$ die Pumpleistung und $I_s(0)$ die Stokesleistung an der Faserposition $L = 0$. Definiert man die Leistungsschwelle $P_{\text{Schwelle}}^{\text{SRS}}$ so, dass Pump- und Stokesintensität bei Erreichen der Schwelle gleich sind, erhält man mithilfe empirischer Untersuchungen den Ausdruck [47]

$$P_{\text{Schwelle}}^{\text{SRS}} \approx 16 \frac{A_{\text{eff}}}{g_R L_{\text{eff}}}. \quad (2.17)$$

A_{eff} ist die Modenfeldfläche (MFA¹) der betrachteten Mode. Der Modenfelddurchmesser (MFD) repräsentiert den zur MFA gehörigen Durchmesser der Grundmode. Gibt es keine Leistungsanteile des Pumpspektrums innerhalb der Verstärkungsbandbreite Ω_R , so können für die Ramanschwelle die signifikanten Größen der vom Faserkeradius und der NA abhängigen Modenfeldfläche A_{eff} , dem Raman-Verstärkungskoeffizienten g_R des Mediums und die von der Faserlänge und der Leistungsverteilung abhängige effektive Länge L_{eff} identifiziert werden. Andernfalls korreliert die SRS-Schwelle zusätzlich mit der Intensität I_0 und Gl. 2.17 kann nicht zur Abschätzung der Schwelle herangezogen werden. In diesem Fall muss Gl. 2.16 gelöst werden, um das Auftreten von SRS zu berechnen [48].

Stimulierte Brillouinstreuung Die stimulierte Brillouinstreuung (SBS) stellt einen inelastischen Streuprozess dar, bei dem Photonen mit akustischen Phononen wechsel-

¹MFA, von engl. *Mode Field Area*

wirken [38]. Neben der Nutzung des Effektes zur Realisierung von Brillouinlasern und -verstärkern, tritt SBS zumeist als limitierender Effekt in Erscheinung. Die dabei entstehende Strahlung ist bezüglich der Pumpwelle zu kleineren Frequenzen verschoben und breitet sich entgegengesetzt zur Pumpwelle aus. Aufgrund der schmalen Verstärkungsbandbreite des Brillouinspektrums, tritt SBS fast ausschließlich bei schmalbandigen Signalquellen auf [38]. Der elasto-optische Effekt bewirkt eine räumliche, periodische Brechzahlmodulation entlang der Faser, die sich mit der akustischen Welle und der Geschwindigkeit v_a ausbreitet. In der Folge wird die einfallende Pumpwelle an diesem Gitter inelastisch gestreut [33]. Die feste Phasenbeziehung der wechselwirkenden Komponenten führt zur energetischen Kopplung der Pumpwelle und der Stokeswelle. Aus diesem Grund findet eine Energieübertragung statt, die die Ausgangsleistung des Verstärkers limitiert [49]. Für die Frequenz Ω_B und den Wellenvektor \vec{k}_B der akustischen Welle gilt aufgrund von Energie- und Impulserhaltung

$$\Omega_B = \omega_p - \omega_s \quad (2.18)$$

$$\vec{k}_B = \vec{k}_p - \vec{k}_s \quad (2.19)$$

mit den optischen Frequenzen ω_p und ω_s und den Wellenvektoren \vec{k}_p und \vec{k}_s für die Pump- und Stokeswelle. Voraussetzung für die stimulierte Brillouinstreuung ist eine kohärente Überlagerung der akustischen Phononen und damit die Aufrechterhaltung der akustischen Welle. Die Dispersionsrelation

$$\Omega_B = v_a \cdot |\vec{k}_a| \approx 2v_a |\vec{k}_p| \cdot \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right) \quad (2.20)$$

beschreibt die Abhängigkeit der Frequenzverschiebung des eingeschlossenen Streuwinkels ϑ von Pump- und Stokeswelle. Ein Maximum ist für den Fall $\vartheta = \pi$ erreicht, wenn sich beide Wellenanteile in entgegengesetzte Richtung ausbreiten. Für den Fall $\vartheta = 0$, der gleichgerichteten Propagation, verschwindet Ω_B . Aufgrund der Geometrie von Glasfasern breitet sich Licht nur in diesen beiden Richtungen aus und einzig der Fall $\vartheta = \pi$ ist relevant für SBS. Für die Frequenzverschiebung des Brillouinsignals zur

Pumpstrahlung gilt dann

$$\nu_B = \frac{\Omega_B}{2\pi} = 2v_a \frac{n_p}{\lambda_p} \quad (2.21)$$

mit dem in Gl. 2.5 beschriebenen effektiven Brechungsindex der Pumpwelle n_p [38]. Für die Auslegung und Entwicklung von Faserverstärkern spielt vor allem die Grenzleistung $P_{Schwelle}^{SBS}$ eine Rolle, bei der die SBS einen signifikanten Anteil am Laserprozess hat. Für den Gleichgewichtsfall eines Dauerstrichlasers können die gekoppelten Differentialgleichungen der Intensitätsentwicklung in beide Ausbreitungsrichtungen gelöst werden. Die Lösung reduziert sich zu

$$I_s(L) = \frac{I_s(0)}{\exp(g_B P_0 L_{\text{eff}})} \quad (2.22)$$

an der Faserposition L , der in Gl. 2.15 beschriebenen effektiven Länge L_{eff} , der Leistung P_0 an der Position $L = 0$ und dem Brillouin-Verstärkungskoeffizienten g_B . Aus empirischen Untersuchungen folgt, dass für die Schwellleistung $P_{Schwelle}^{SBS}$

$$\frac{g_B(\Omega_B) L_{\text{eff}} \cdot P_{Schwelle}^{SBS}}{A_{\text{eff}}} \approx 21 \quad (2.23)$$

gilt. Der Brillouin-Verstärkungskoeffizient $g_B(\Omega_B)$ hängt von den Polarisationszuständen der Pump- und Stokeswelle sowie deren spektraler Breite ab. Sind beide Polarisationen linear und relativ zueinander orthogonal, so verschwindet g_B . Andernfalls reduziert sich g_B mit zunehmender spektraler Breite der Pumpwelle $\Delta\nu_p$ nach

$$g_B = g_B^{\text{max}} \frac{\Delta\nu_B}{\Delta\nu_B + \Delta\nu_p}, \quad (2.24)$$

mit einem maximalen Verstärkungskoeffizienten $g_B \approx 5 \cdot 10^{-11}$ [38]. Für schmalbandige Signale kommt es aufgrund des im Vergleich zum Raman-Verstärkungskoeffizienten g_R mit $g_B \gg g_R$ zur Limitation durch SBS. Aufgrund der Abhängigkeit von der Bandbreite ist es auf dem Weg der spektralen Verbreiterung möglich, dieses Verhältnis in $g_B \ll g_R$ umzukehren und die SBS-Schwelle über die SRS-Schwelle zu verschieben.

Selbstphasenmodulation Aufgrund des Kerr-Effektes ist der Materialbrechungsindex n neben der Frequenz $\omega = 2\pi\nu$ des Lichts, auch von dessen Intensität $I = |\vec{E}|^2$ abhängig. Es gilt dabei

$$n(\omega, I) = n_0(\omega) + n_2 I \quad (2.25)$$

mit dem nichtlinearen Anteil [38]

$$n_2 = \frac{3}{8n_0} \Re(\chi^{(3)}) . \quad (2.26)$$

Im Falle einer Intensitätsänderung der sich im Medium ausbreitenden Welle, kommt es aufgrund der Änderung des Brechungsindex n zu einer veränderten optischen Weglänge. Daraus folgt eine Veränderung der Phase φ

$$\varphi = (n_0(\omega) + n_2 I) k L \quad (2.27)$$

und der Frequenz $\omega(t)$ des Lichtes mit

$$\delta\omega(t) = \omega(t) - \omega_s = \frac{\partial\varphi_{\text{NL}}(t)}{\partial t} . \quad (2.28)$$

$\varphi_{\text{NL}}(t)$ repräsentiert die durch die Nichtlinearität hervorgerufene Phase und ω_s die Signalfrequenz. Die Zeitabhängigkeit der Phase führt im Mittel zu einer spektralen Verbreiterung [38]. Die notwendige Bedingung einer zeitlichen Intensitätsänderung, wird im Allgemeinen von durch das Medium propagierenden Laserpulsen erfüllt. Hat ein kontinuierliches Signal ein fluktuierendes zeitliches Intensitätsverhalten, kommt es zu einer signifikanten spektralen Verbreiterung. Abbildung 2.8 zeigt die Verbreiterung des Signals bei 1070 nm Wellenlänge mit steigender Ausgangsleistung. Darüber hinaus wird deutlich, dass das SRS Niveau (Maximum bei 1125 nm) bei einer Leistungserhöhung von 270 W auf 1060 W Ausgangsleistung um etwa 30 dB wächst. Im dargestellten Beispiel ist das Auftreten von SRS eine Folge der durch die Intensitätsfluktuationen hervorgerufenen Leistungsüberhöhung [50].

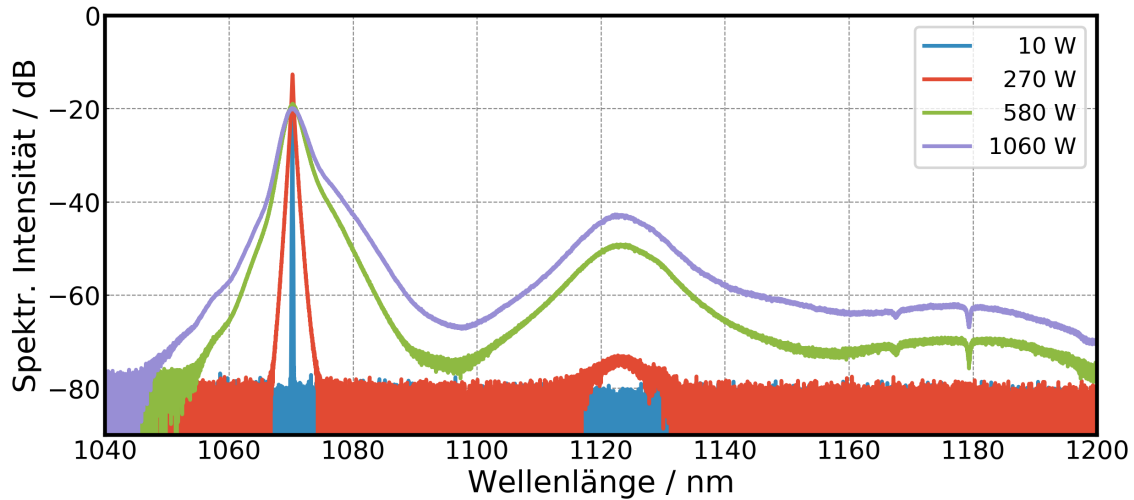


Abbildung 2.8: Spektrale Verbreiterung des Signals mit zunehmender Ausgangsleistung durch SPM. Darüber hinaus führen die zeitlichen Intensitätsänderungen zu SRS.

2.2 Optische Verstärkung in Yb-dotierten Glasfasern

Während die bisher behandelten Effekte ohne Wechselwirkung mit einem Lasermedium auch in reinen Kieselglasfasern auftreten, werden in diesem Abschnitt die Laserprozesse erörtert, zu denen es durch die Dotierung des Faserkerns mit Ytterbium-Ionen kommt. Zunächst werden in Abschnitt 2.2.1 die elektronischen Übergänge beschrieben, aufgrund derer es zu einer Wechselwirkung des Yb^{3+} -Ions mit Strahlung im Spektralbereich des nahen Infrarots kommt. In Abschnitt 2.2.2 wird der Effekt des *Photodarkening* und dessen Abhängigkeiten erläutert. Die aus Quantendefekt und Photodarkening resultierende und ins Glasmedium eingetragene Wärmemenge verursacht eine Veränderung der Wellenleitereigenschaften. Dieser Einfluss wird in Abschnitt 2.2.3 behandelt. Im Anschluss wird in Abschnitt 2.2.4 die numerische Implementierung diskutiert.

2.2.1 Optische Eigenschaften und Verstärkungsprozess in der Yb-dotierten Glasmatrix

Der Effekt der optischen Verstärkung in einer mit Ytterbium dotierten Glasfaser basiert auf der sogenannten *stimulierten Emission*, deren charakteristisches Verstärkungsspektrum zum einen von den möglichen elektronischen Übergängen der Yb^{3+} -Ionen und zum anderen von der Konzentration und der Art der zusätzlichen Dotanten beeinflusst

wird [51, 52].

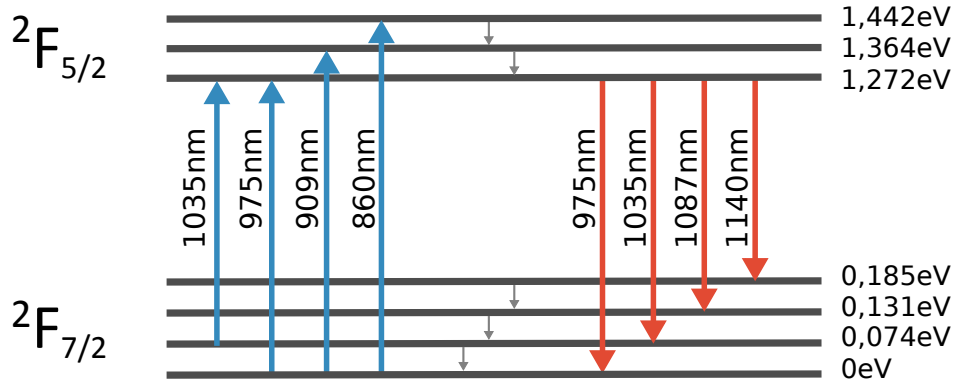


Abbildung 2.9: Strahlende Übergänge des Ytterbium³⁺-Ions.

Abb. 2.9 zeigt das vereinfachte Energieniveauschema des Yb³⁺-Ions mit der typischen, durch den Stark-Effekt hervorgerufenen Aufspaltung der Energieniveaus $^2F_{7/2}$ (Grundniveau) und $^2F_{5/2}$. Darüber hinaus dargestellt sind die Energiewerte der Unterniveaus relativ zum Grundniveau und die Zentralwellenlängen der strahlenden Übergänge [53]. Das durch die Verbreiterungen im Glasmaterial resultierende Wechselwirkungsspektrum der Emission und der Absorption ist in Abb. 2.10 dargestellt. Die Wirkungsquerschnitte der Absorption und der Emission σ^{abs} und σ^{em} sind gleich und haben ihre Maxima bei 976 nm. Absorption und Emission weisen ein Nebenmaxima bei 915 nm bzw. 1030 nm auf. Faserverstärker mit einer kurzen Wechselwirkungslänge können aus diesem Grund sehr effizient betrieben werden, wenn die Pumpwellenlänge bei 976 nm und die Signalwellenlänge bei 1030 nm liegt.

Der Quantendefekt ist die Energiedifferenz

$$q = h\nu_p - h\nu_s = h\nu_p \cdot \left(1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_s}\right), \quad (2.29)$$

die sich beim Umsatz eines Pumpphotons in ein Signalphoton im Material ergibt. h ist das Planck'sche Wirkungsquantum. Im gegebenen Fall entspricht die daraus resultierende Gesamteffizienz etwas über 94 %. Für die Wärmemenge, die aufgrund der differentiellen Abnahme der Leistung P auf der Strecke dz ins Medium diffundiert, gilt

$$Q_{\text{QD}} = \left(1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_s}\right) \cdot \left|\frac{dP}{dz}\right|. \quad (2.30)$$

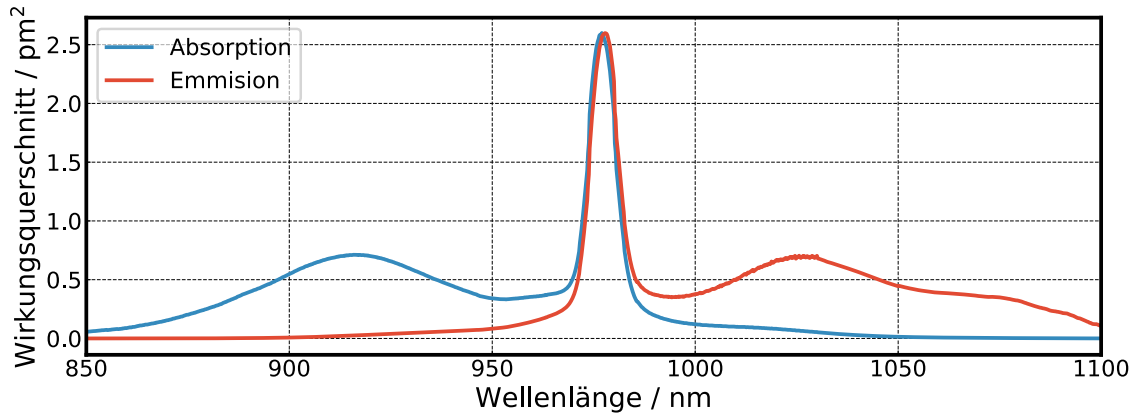


Abbildung 2.10: Wirkungsquerschnitte des Yb³⁺-Ions in der Al-P dotierten Glasmatrix

Aufgrund des Überlapps zwischen Absorptions- und Emissionsquerschnitten oberhalb einer Wellenlänge von $1\ \mu\text{m}$, kommt es mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit zur Reabsorption von bereits emittierten Signalphotonen und zu einer Verschiebung des Emissionsmaximums hin zu größeren Wellenlängen, die die Effizienz verringert. Auch im Falle einer hohen Reabsorption ist eine Effizienz oberhalb von 90 % sehr hoch im Vergleich zu anderen aktiven Medien wie zum Beispiel Neodym-Ionen [51]. Der Quantendefekt liegt für Yb-basierte Faserverstärker im Bereich von 5 bis 10 % der absorbierten Pumpleistung. Die resultierende Wärme hat je nach Ausgangsleistung und Faserlänge die Größenordnung zwischen 0 und 100 W/m. Aufgrund der hohen Bandbreite des Emissionsspektrums eignen sich Yb-dotierte Gläser für die Verstärkung von Signalen im Wellenlängenbereich zwischen 976–1120 nm [54–57]. Die Dotierungskonzentration der Yb-Ionen, deren effektiver Wirkungsquerschnitt und das Verhältnis der Kern- zur Mantelfläche, bestimmen die Absorptionseigenschaften des im Mantel geführten Pumplichtes. Phononen-induzierte, schnelle Übergänge zwischen den durch den Starkeffekt bedingten Unterniveaus, erlauben eine vereinfachte mathematische Beschreibung des Leistungsumsatzes.

Die in Abb. 2.9 dargestellten Energieniveaus lassen sich auf vier an den optischen Übergängen beteiligten Niveaus reduzieren, die im folgenden als $|0\rangle$, $|1\rangle$, $|2\rangle$ und $|3\rangle$, mit dem Grundniveau $|0\rangle$ referenziert werden. Die elektronische Konfiguration der Niveaus $|0\rangle$ und $|1\rangle$ sowie $|3\rangle$ und $|4\rangle$ ermöglicht einen Energieübertrag durch Phononen. In der Folge wird das thermische Gleichgewicht nach dem Einschalten der Pumpwelle im

Mittel so schnell erreicht, dass das Zeitintervall gegenüber der Größenordnung der am Laser- bzw. Verstärkungsprozess beteiligten optischen Übergänge vernachlässigt werden kann [14, 58]. Zur Vereinfachung der Modellierung wird der Einfluss der Niveaus $|1\rangle$ und $|3\rangle$ vernachlässigt, und die Ratengleichungen der Besetzungszahlen $N_{|0\rangle}$ und $N_{|2\rangle}$ lassen sich mit $\nu_p = \nu_{03}$ und $\nu_s = \nu_{21}$ mit den optischen Frequenzen ν_n ausdrücken. Für die zeitliche Änderung der Besetzungszahlen beider Niveaus gilt im Falle der Zusammenfassung der Pump und Signalwellenlängen zu zwei Einzelwellenlängen

$$\frac{dN_{|2\rangle}}{dt} = \frac{\sigma_p^{\text{abs}} \cdot I_p}{h\nu_p} \cdot N_{|0\rangle} - \left(\frac{1}{\tau_{21}} + \frac{\sigma_s^{\text{em}} \cdot I_s}{h\nu_s} \right) \cdot N_{|2\rangle} \quad \text{und} \quad (2.31)$$

$$\frac{dN_{|0\rangle}}{dt} = -\frac{\sigma_p^{\text{abs}} \cdot I_p}{h\nu_p} \cdot N_{|0\rangle} + \left(\frac{1}{\tau_{21}} + \frac{\sigma_s^{\text{em}} \cdot I_s}{h\nu_s} \right) \cdot N_{|2\rangle} \quad (2.32)$$

mit der mittleren Lebensdauer τ_{21} der Yb-Ionen im Zustand $|2\rangle$, den Pump- und Signalintensitäten I_p und I_s und dem Planck'schen Wirkungsquantum h . Die σ_p und σ_s repräsentieren die Wirkungsquerschnitte der Pump- und Signalwellenlänge. Für die Anzahl der am Prozess teilnehmenden Yb-Ionen gilt $N = N_{|0\rangle} + N_{|2\rangle}$. Für kontinuierliche Verstärker gilt für das Anregungsverhältnis unter Annahme des stationären Falls $\frac{dN_{|2\rangle}}{dt} = 0$:

$$\frac{N_{|2\rangle}}{N} = \frac{\sigma_p^{\text{abs}} \cdot \frac{\Gamma_p}{h\nu_p} I_p + \sigma_s^{\text{abs}} \cdot \frac{\Gamma_p}{h\nu_s} I_s}{\left(\sigma_p^{\text{abs}} + \sigma_p^{\text{em}} \right) \cdot \frac{\Gamma_p}{h\nu_p} I_p + \left(\sigma_s^{\text{abs}} + \sigma_s^{\text{em}} \right) \cdot \frac{1}{h\nu_s} I_s + \frac{1}{\tau_{21}}} \quad (2.33)$$

mit dem Flächenüberlapp der Pumpstrahlung [58]

$$\Gamma_p = A_{\text{Kern}}/A_{\text{Mantel}}. \quad (2.34)$$

Der Ausdruck $\frac{1}{\tau_{12}}$ repräsentiert den Einsteinkoeffizienten des spontanen Übergangs eines angeregten Yb³⁺-Ions in den Grundzustand. Über die Wechselwirkungslänge kommt es neben der Verstärkung des Signals, auch zur Verstärkung der spontan emittierten Photonen (ASE²). Mit Hilfe der Ratengleichungen (Gl. 2.31 und 2.32) und dem daraus resultierenden Anregungsverhältnis in Gl. 2.33, kann die Propagation einzelner Wellenlängenanteile im Faserverstärker berechnet werden. In Abschnitt 2.2.4 wird die

²ASE, von engl. *Amplified Spontaneous Emission*

numerische Umsetzung erläutert.

2.2.2 Photodarkening

Photodarkening ist ein Effekt, in dessen Folge die Ausgangsleistung eines Faserlasers mit zunehmender Betriebszeit ab-, und der zeitliche Wärmeeintrag im Faserkern zunimmt [59]. Während des Betriebes des Faserverstärkers kommt es zur Bildung sogenannter *Farbzentren*. Für Pump- und Signalwellenlänge lässt sich in der Folge eine abnehmende Transmission feststellen [60]. Der Effekt tritt für verschiedene Kombinationen von Wirtsmaterialien und aktiven Ionen auf, wird hier aber nur für den Fall von Yb in Kieselglas diskutiert [61]. Die zeitliche Zunahme der Absorption korreliert dabei zum einen mit der Yb-Konzentration und zum anderen mit dem in Gl. 2.33 beschriebenen Anregungsverhältnis bzw. der Anzahl der angeregten Yb-Ionen [62, 63]. Die spektrale Absorption ist sowohl im sichtbaren, als auch im nahen infraroten Teil des elektromagnetischen Spektrums messbar [62]. Durch Anpassung der Co-Dotandenkonzentration von Aluminium- und Phosphorionen und durch eine Reduktion der Yb-Konzentration, lässt sich der Effekt reduzieren [64, 65]. Die zeitlich veränderliche Absorption kann mathematisch durch eine Exponentialfunktion der Form

$$\alpha(t) = (\alpha_0 - \alpha_{\text{eq}}) \cdot \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau}\right)^\beta\right) + \alpha_{\text{eq}} \quad (2.35)$$

$$\text{mit } \alpha_0 = \alpha(0) \quad \text{und} \quad \alpha_{\text{eq}} = \alpha(t \rightarrow \infty)$$

beschrieben werden [63, 66]. Die Photodarkeningrate $1/\tau$ ist ein Maß dafür, wie schnell sich der Gleichgewichtszustand bei der finalen Absorption α_{eq} einstellt und der sogenannte *stretching parameter* β , ein freier, materialabhängiger Parameter, dessen physikalische Bedeutung noch nicht geklärt ist und der zwischen 0.4 und 0.7 liegt [63]. Empirisch konnte gezeigt werden, dass für die Absorption im Gleichgewichtsfall α_{eq} die Proportionalität

$$\alpha_{\text{eq}} \sim \frac{N_{|2\rangle}}{N} \cdot N^{2.09} \quad (2.36)$$

gilt [67]. Von signifikanter Relevanz ist der Einfluss des Photodarkenings für die im Faserkern freigesetzte Wärmemenge [68]. Ist α_{eq} in der Einheit dB/m gegeben, so gilt

für die von der Intensität abhängige, ins Material eingetragene Wärme

$$Q_{\text{PD}} = \frac{\ln 10}{10} \cdot \alpha_{\text{eq}} \cdot \Gamma \cdot P. \quad (2.37)$$

2.2.3 Wärmeeintrag im optischen Medium

Der Brechungsindex n des Fasermaterials wird neben den in der Glasmatrix vorhandenen Dotanden und die durch Biegung induzierte mechanische Spannung, auch durch die Materialtemperatur bestimmt. Da die aus dem Brechungsindex resultierenden Führungseigenschaften die in Abschnitt 2.1 beschriebenen Transversalmoden beeinflussen, liefert der Wärmeeintrag im Faserkern einen signifikanten Beitrag zur Entstehung transversaler Modeninstabilitäten [69]. Wie in den Abschnitten 2.1, 2.2.1 und 2.2.2 beschrieben, wird der Wärmeeintrag in der Faser vorrangig durch die Hintergrundabsorption des Mediums, den Quantendefekt und durch Photodarkening verursacht. Die sogenannte *Quanteneffizienz*, ein Maß dafür, welcher Teil angeregter Yb^{3+} -Ionen nach der Absorption eines Pumpphotons für die radiative Abregung zur Verfügung stehen, ist für Yb-dotierte Glasfasern nahe eins [70]. Damit wird der dadurch generierte Wärmeeintrag vernachlässigbar und die Gesamtwärme ergibt sich aus der Summe der in den Gleichungen 2.10, 2.30 und 2.37 beschriebenen, einzelnen Wärmeanteile zu

$$\begin{aligned} Q &= Q_{\text{H}} + Q_{\text{QD}} + Q_{\text{PD}} \\ &= \frac{\ln 10}{10} \cdot (\alpha_{\text{H}} + \alpha_{\text{eq}} \cdot \Gamma) \cdot P + \left(1 - \frac{\lambda_{\text{p}}}{\lambda_{\text{s}}}\right) \cdot \left|\frac{\Delta P}{\Delta z}\right|. \end{aligned} \quad (2.38)$$

Die eingetragene Wärmemenge führt zu einer Temperaturerhöhung, deren Quantität von der Wärmemenge und dem Umgebungssystem abhängt [71]. Im Allgemeinen bringt eine Wärmequelle Energie in ein thermodynamisches System, während eine Wärmesenke, zum Beispiel eine aktive Kühlung die mit dem System verbunden ist, Wärme abführt. Aus der Menge und der zeitlichen Änderung des Zu- und Abstroms der Wärme ergibt sich in Abhängigkeit der Wärme- bzw. Temperaturleitfähigkeit (κ bzw. a) und der Wärmekapazität c_{h} der Systemkomponenten eine Temperaturverteilung [71, 72]. Die zeitliche Änderung der Temperatur setzt dabei eine Änderung des Wärmeflusses voraus. Im Falle der im Rahmen dieser Arbeit beschriebenen kontinuierlichen Faserverstärker kann die Zeitabhängigkeit vernachlässigt werden. Aufgrund des für Fasern ty-

pischen Aspektverhältnisses, stellt sich das thermische Gleichgewicht sehr schnell ein. Die Wärmeleitungsgleichung in der allgemeinen, zeitabhängigen Form

$$\frac{\partial}{\partial t}T(\vec{r}, t) - \kappa \cdot \Delta T(\vec{r}, t) = f(\vec{r}, t) \quad (2.39)$$

mit dem Quellenterm $f(\vec{x}, t)$ reduziert sich unter der Annahme von Radialsymmetrie zur Poissongleichung

$$\kappa \cdot \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rT(r)) = -Q(r) \quad \text{für } r \leq R_K \quad \text{und} \quad (2.40)$$

$$\kappa \cdot \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rT(r)) = 0 \quad \text{für } r > R_K. \quad (2.41)$$

$Q(r)$ ist dabei die radial verteilte und volumenbezogene Wärmestromdichte in W/m^3 . Aufgrund der Intensitätsverteilung im Faserkern erfolgt auch der Wärmeeintrag räumlich verteilt, kann aber zur Vereinfachung der analytischen Lösung mit $Q(r) = Q$ als konstant angenommen werden [73]. Eine Folge dieser Annahme ist ein verringerter Temperaturgradient in der Lösung. Mit den physikalischen Randbedingungen

$$T_i(R_i) = T_j(R_i), \quad T_3(R_3) = T_0 \quad \text{und} \quad (2.42)$$

$$\frac{\partial T_i(R_i)}{\partial r} = \frac{\partial T_j(R_i)}{\partial r}, \quad \frac{\partial T_3(R_3)}{\partial r} = 0, \quad (2.43)$$

ergeben sich die Teillösungen für den Kern ($T_1, r \leq R_1$), den Mantel ($T_2, R_1 < r \leq R_2$) und den äußerem Acrylatmantel ($T_3, R_2 < r \leq R_3$) zu

$$T_1(r) = Q \cdot R_1^2 \cdot \left[\frac{1}{\kappa_I} \left(1 - \frac{r^2}{R_1^2} \right) + \frac{1}{\kappa_{II}} \ln \left(\frac{R_2}{R_1} \right) + \frac{1}{\kappa_{III}} \ln \left(\frac{R_3}{R_2} \right) \right] + T_0 \quad (2.44)$$

$$T_2(r) = Q \cdot R_1^2 \cdot \left[\frac{1}{\kappa_{II}} \ln \left(\frac{R_2}{r} \right) + \frac{1}{\kappa_{III}} \ln \left(\frac{R_3}{R_2} \right) \right] + T_0 \quad (2.45)$$

$$T_3(r) = Q \cdot R_1^2 \cdot \left[\frac{1}{\kappa_{III}} \ln \left(\frac{R_3}{r} \right) \right] + T_0, \quad (2.46)$$

mit der Temperatur T_0 des den äußeren Mantel umgebenden Mediums.

Die Temperaturverteilung im Kern hat die Form einer umgekehrten Parabel, während außerhalb des Kerns nach den Gleichungen 2.45 und 2.46 ein logarithmischer Abfall proportional zu $\ln \left(\frac{1}{x} \right)$ zu erwarten ist. Die Veränderung des Brechungsindex Δn ska-

liert mit dem Skalierungsfaktor $\frac{dn}{dT}$, dem sogenannten *thermooptischen Koeffizienten*, proportional zur Temperaturveränderung ΔT . Der resultierende ortsabhängige Brechungsindex kann durch

$$n(r) = n(T_0, r) + \Delta T(r) \cdot \frac{dn}{dT} \quad (2.47)$$

ausgedrückt werden. $n(T_0, r)$ ist der Brechungsindex am Ort r ohne Temperaturerhöhung, also auf äußerer Kühltemperatur T_0 . Für Kieselglas hat der thermooptische Koeffizient $\frac{dn}{dT}$ einen Wert von $1,2 \cdot 10^{-5}/\text{K}$ [74, 75].

Abbildung 2.11 (a) zeigt die radiale Temperaturverteilung einer Stufenindexfaser bei 40 W/m Wärmeeintrag im Kern, einem typischen Wert für einen Hochleistungsfaserverstärker. Die daraus resultierende Änderung des Brechzahlprofils ist proportional zur Temperaturänderung, wie in Gl. 2.47 beschrieben. Darüber hinaus führt der radiale Temperaturgradient in der Faser zu mechanischen Spannungen, die ebenfalls den Brechungsindex verändern. Aufgrund des, im Verhältnis zur Temperaturänderung, geringeren Einflusses dieses Effektes, wird dieser Anteil im Folgenden vernachlässigt [74]. Der spannungsabhängige Brechungsindex hat jedoch einen signifikanten Einfluss auf die Fasereigenschaften wenn eine Biegung vorliegt [76].

Die Temperaturerhöhung führt zu einer signifikanten Veränderung des Brechungsindexprofils deren Einfluss vor allem für eine geringe Brechdifferenz zwischen Kern und Mantel (Niedrig-NA Fasern) zu einer großen relativen Änderung führt. In der Folge wird aus einer grundmodigen Stufenindex-Faser eine Faser mit mehreren geführten Kernmoden. Im Falle multimodiger Fasern mit hohen Brechungsindexhüben ist der thermische Einfluss auf die Führungseigenschaften hingegen vernachlässigbar. Mit zunehmendem Wärmeeintrag steigt auch der Überlapp der LP_{11} -Mode mit dem dotierten Kernbereich in Abhängigkeit von der eingetragenen Wärmemenge Q , und somit die Führung der untersuchten Mode im Kern. Der Einfluss einer Erwärmung im Faserkern auf die Führungseigenschaften des Kerns hängt wesentlich von Design und Struktur des Faserkerns ab.

Aufgrund der gegenüber dem Glas verringerten Wärmeleitung des Acrylatmantels, fällt die Temperatur vom Außenrand des Glasmantels hin zum kühlenden Umgebungsmedium auf kurzer Strecke ab. Aus diesem Grund ist eine auf dem äußeren Acrylatmantel gemessene Fasertemperatur nur bedingt geeignet, um Aussagen über den Wärmeein-

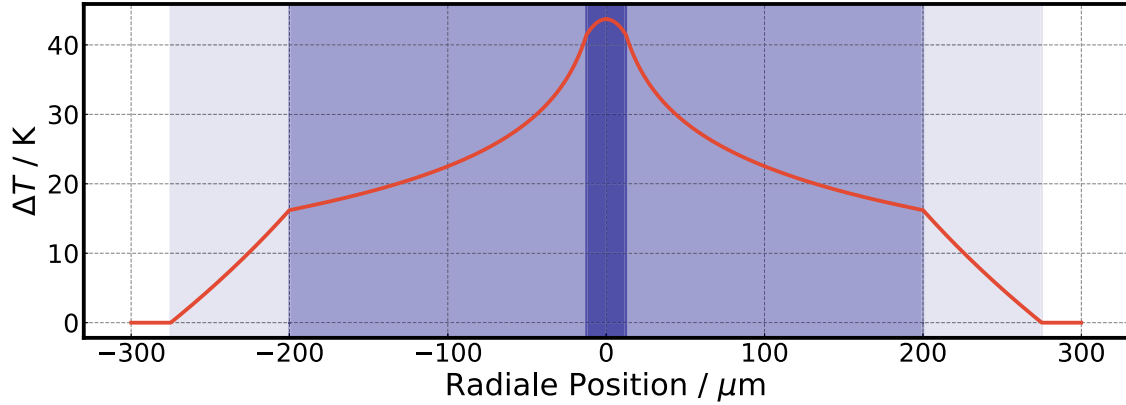


Abbildung 2.11: Radialsymmetrische Lösung der Wärmeleitungsgleichung am Beispiel einer Glasfaser mit konstantem Wärmeeintrag von 40 W/m im Kern und Wärmesenke auf der Oberfläche des äußeren Mantels.

trag Q zu treffen. Sind hingegen die mittlere Temperatur \bar{T} des Faserkerns und die Wärmeleitfähigkeiten κ_i bekannt, kann Q mit Hilfe von Gl. 2.44 bestimmt werden. Dazu wird $T_1(r)$ in den Grenzen des Kerns integriert und die Wärmeleitung entlang der Faser vernachlässigt. Die longitudinale Wärmestromdichte $Q_l = \pi R_1^2 \cdot Q$ ergibt sich unter diesen Voraussetzungen zu

$$Q_l = \bar{T} \pi \cdot \left(\frac{1}{8\kappa_I} + \frac{1}{\kappa_{II}} \ln \left(\frac{R_2}{R_1} \right) + \frac{1}{\kappa_{III}} \ln \left(\frac{R_3}{R_1} \right) \right)^{-1}. \quad (2.48)$$

In Abschnitt 3.2 wird erläutert, wie die mittlere Kerntemperatur für Glasfasern mittels optischer Frequenzbereichsreflektometrie orts aufgelöst gemessen werden kann. Aus den so gewonnenen Temperaturdaten, lässt sich die volumetrisch eingetragene Wärmemenge wie hier beschrieben berechnen.

2.2.4 Modell und numerische Implementierung

Die Leistungsentwicklung und die davon abhängige Ausgangsleistung des Faserverstärkers wird durch die in den Abschnitten 2.2.1 und 2.2.2 beschriebenen Verstärkung durch angeregte Yb-Ionen, der Materialabsorption und der Absorption durch Photodarkening charakterisiert. Die longitudinale Propagation (in Richtung z) durch das Medium

kann durch die Propagationsgleichungen für den Spektralanteil k

$$\begin{aligned} \frac{dP_k^\pm(z)}{dz} = & \pm \Gamma_k \cdot \left(\sigma_{\text{em}}^k N_{|2\rangle}(z) \mp \sigma_{\text{abs}}^k \left[N - N_{|2\rangle}(z) \right] \right) \cdot P_k^\pm(z) \\ & - \left(\alpha_{\text{H}}^k(z) + \Gamma_k \cdot \alpha_{\text{PD}}^k(z, N_{|2\rangle}/N) \right) \cdot P_k^\pm(z) \end{aligned} \quad (2.49)$$

beschrieben werden [14, 58, 77]. Dabei ist Γ_k der Flächenüberlapp mit dem aktiv dotierten Kernbereich, $\alpha_{\text{H}}^k(z)$ die Materialabsorption und $\alpha_{\text{PD}}^k(z, N_{|2\rangle}/N)$ die durch Photodarkening hervorgerufene und vom Anregungsverhältnis abhängige Absorption. P_k^\pm repräsentiert die spektralen Leistungsanteile P_k in beide Faserpropagationsrichtungen. Das aus k Gleichungen bestehende Gleichungssystem 2.49 kann numerisch gelöst werden und wurde im Rahmen dieser Arbeit implementiert [78, 79]. Aus der resultierenden Leistungsverteilung lässt sich über die Leistungsbilanz

$$Q = \frac{\sum_k \Delta P_k}{\Delta z} \quad (2.50)$$

die Wärmemenge im betrachteten Faserabschnitt der Länge Δz berechnen.

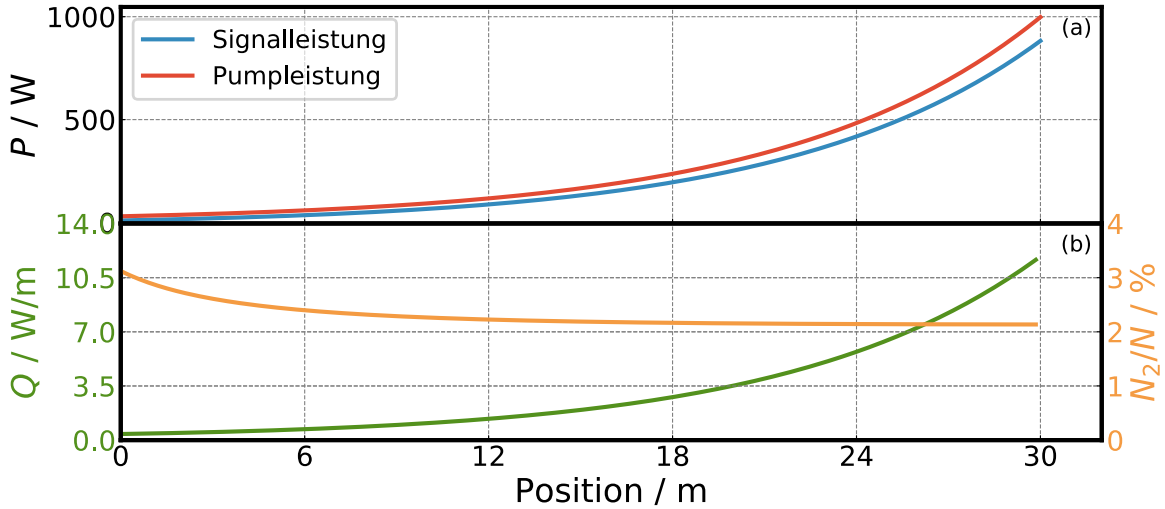


Abbildung 2.12: (a) Numerisch errechnete, longitudinale Leistungsentwicklung, Anregungsverhältnis und Wärmeeintrag in einer 30 m langen, gegenläufig gepumpten Doppelkernfaser. $P_{\text{P}} = 1000$, $P_{\text{S}} = 10$, $\lambda_{\text{Signal}} = 1070$ nm, $\lambda_{\text{Pumpe}} = 976$ nm. (b) Eingetragene Wärme und Anregungsverhältnis der Yb³⁺-Ionen.

Abbildung 2.12 (a) zeigt die numerische Lösung der Leistungspropagation in beiden Fa-

serrichtungen für einen exemplarischen, gegenläufig gepumpten Fall einer 30 m langen, bei einer Wellenlänge von 976 nm gepumpten Faser und bei einer Signalwellenlänge von 1070 nm. In Abb. 2.12 (b) ist der zugehörige, aus den Leistungswerten resultierende longitudinale Wärmeeintrag und das Anregungsverhältnis dargestellt. Der Wärmeeintrag auf der Einkoppelseite der Pumpleistung ist aufgrund des erhöhten Leistungsumsatzes deutlich größer als auf der Seite der Signaleinkopplung. Die durch den Quantendefekt hervorgerufene Wärme stellt eine Untergrenze der Gesamtwärme dar, da dieser Wärmeanteil bei spektral konstanten Signal- und Pumpquellen nicht durch eine Anpassung der Dotierungskonzentration, der Faserlänge oder des technischen Verstärkeraufbaus verringert oder erhöht werden kann. Auf dieser Grundlage ist es möglich, die Wärmemenge durch eine Simulation abzuschätzen und mit einer aus einer Temperaturmessung ermittelten Wärmemenge zu vergleichen [25]. Gl. 2.38 ermöglicht die Bestimmung des verbleibenden, durch Photodarkening und Materialabsorption hervorgerufenen Wärmeanteils. Dieses Vorgehen stellt eine Analyse der gemessenen Gesamtwärme nach der effektspezifischen Herkunft dar.

Die wesentlichen Simulationsparameter sind Fasergeometrie und -dotierung, das Spektrum des eingekoppelten Lichts und die reflektiven Eigenschaften der Faserenden. Die Dotierungskonzentrationen können auf der Grundlage von Elektronenstrahlmikroanalyse aus der Faserpreform vor Beginn des Ziehprozesses gewonnen werden [80]. Bei kommerziellen Fasern ist eine Anpassung der Konzentrationswerte an Messwerte der Verstärkerausgangsleistung bei unterschiedlichen Faserlängen und Pumpleistungen möglich. Die Berechnung der Wärmeverteilung erfolgt zur Verringerung der Rechenzeit unabhängig von longitudinalen Modeneffekten wie räumlichem Lochbrennen [81]. Ein gemessenes Brechzahlprofil der untersuchten Faser ermöglicht die numerische Lösung der skalaren Helmholtzgleichung (Gl. 2.4) und die Berechnung der im Faserkern geführten LP-Moden [34, 79, 82].

2.3 Transversale Modeninstabilitäten

Transversale Modeninstabilitäten (TMI) sind ein thermooptischer, die Strahlqualität mit steigender Ausgangsleistung nichtlinear verringernder, Effekt. In der Folge des Wärmeeintrages und der Modeninterferenz in der Faser kommt es zu einem dynamischen Energietransfer zwischen der Grundmode und Moden höherer Ordnung. Der Einfluss

des Effekts auf die Strahlqualität wurde erstmals 2009 publiziert [83]. Die theoretische Beschreibung der Ursachen [24, 84–86] und die experimentelle Bestimmung signifikanter Einflussgrößen auf TMI sind seitdem Gegenstand systematischer Untersuchungen [27, 87, 87–89]. TMI wurden sowohl für schmalbandige, als auch für breitbandige Quellen, für gepulste und kontinuierliche Systeme, aber bisher ausschließlich für Yb-dotierte Fasern nachgewiesen [90]. Im Rahmen dieses Kapitels wird zunächst auf die Experimentelle Beobachtung und die mögliche physikalische Ursache des Effektes eingegangen. Im Anschluss dazu, wird das Messprinzip zur Bestimmung der Schwellwerte erläutert.

2.3.1 Experimentelle Beobachtung

Das Intensitätsprofil der Nahfeldabbildung eines Faserverstärkers hängt vom Brechungsindexprofil des Faserkerns während des Betriebs und dem in Abschnitt 2.1 beschrieben, daraus resultierenden Modengemisch ab. Aufgrund des großen Überlapps der Grundmode LP_{01} mit dem dotierten Bereich und der Anregung der Grundmode durch die Einkopplung eines beugungsbegrenzten Signals in den Faserkern, unterliegen höhere Moden in Stufenindexfasern einer signifikant niedrigeren Verstärkung als die Grundmode. Ab einer von verschiedenen Parametern abhängigen Leistungsschwelle, treten Transversale Modeninstabilitäten auf und es kommt es zu einem Energieübertrag zwischen der Grundmode LP_{01} und anderen im Faserkern geführten Moden höherer Ordnung. In der Folge fluktuiert das Intensitätsprofil der Nahfeldabbildung im Zeitintervall von Millisekunden und die Strahlqualität sinkt signifikant, auch wenn die Ausgangsleistung weiter erhöht werden kann. Abbildung 2.13 zeigt den M^2 -Wert in Abhängigkeit von der Ausgangsleistung.

Darüber hinaus ist das Kamerabild für verschiedene Leistungen dargestellt. Die Form des Intensitätsprofils verändert sich im zeitlichen Mittel von der Grundmode hin zu einem Modengemisch der Grundmode mit Moden höherer Ordnung [91]. Wird die Instabilitäts-Leistungsschwelle von der Ausgangsleistung unterschritten, stabilisiert sich auch das Strahlprofil. Es handelt sich um einen reversiblen Schwelleffekt, dessen Schwelle sich nur ändert, wenn sich auch die induzierte Wärme zum Beispiel durch progressives Photodarkening oder die Systembedingungen aufgrund einer Veränderung der Faserbiegung oder der Wellenlängen ändern [87].

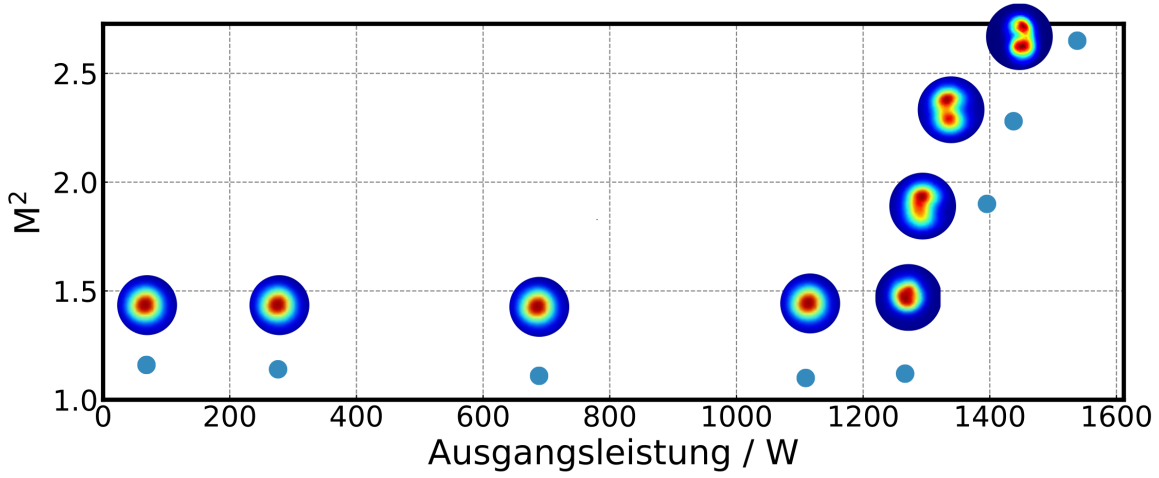


Abbildung 2.13: M^2 -Werte und zeitlich gemittelte Kameraabbildungen für verschiedene Ausgangsleistungen. Oberhalb der TMI-Schwelle kommt es zu einer signifikanten Veränderung der Strahlqualität infolge der durch TMI hervorgerufenen Fluktuationen.

2.3.2 Physikalische Ursache und Modelle zur Beschreibung

Im Zentrum der theoretischen Untersuchungen Transversaler Modeninstabilitäten steht die Ursache des Energieübertrages zwischen den im Faserkern geführten Moden im Rahmen der in Abschnitt 2.1 beschriebenen Feldorthogonalität. Dabei entwickelten sich unterschiedliche Theorien mit der übergeordneten Annahme eines in der Faser propagierenden, thermisch induzierten Brechungsindexgitter [24, 84, 85, 92]. Sogenannte *Few-Mode*-Fasern führen einige wenige Moden und sind weder strikt grundmodig noch multimodig im Sinne eines homogenen Modengemisches aus hunderten Moden. Die Felder zweier in einer solchen Faser propagierender Transversalmoden interferieren wie in Abschnitt 2.1 beschrieben miteinander und führen zu einem räumlich periodisch variierenden Besetzungsverhältnis der Zustände der Yb^{3+} -Ionen. Die sich daraus, aufgrund des unterschiedlichen Leistungsumsatzes, ergebende räumlich periodische Wärmeeintragsvariation führt zu einer ebenfalls periodischen Temperaturvariation [92]. Aufgrund der in Abschnitt 2.2.3 beschriebenen Abhängigkeit des Brechungsindex von der Temperatur, bildet sich ein räumliches, lanperiodisches Brechungsindexgitter entlang der Propagationsrichtung aus [24, 93]. Da das Gitter durch die in Abschnitt 2.1 beschriebene Modeninterferenz mit der Periode Λ hervorgerufen wird, entspricht die Periodenlänge

des Brechungsindexgitters [92, 94]

$$\Lambda_n = \Lambda. \quad (2.51)$$

Ein Energieübertrag zwischen der Grundmode und Moden höherer Ordnung setzt jedoch eine Phasenverschiebung zwischen dem Modeninterferenzgitter und dem induzierten Brechungsindexgitter voraus [84, 85]. Mehrere, zu einer Phasenverschiebung führende Ursachen wurden postuliert und untersucht, darunter ein geringer Frequenzunterschied zwischen den am Energieübertrag beteiligten Moden [84] und Quantenrauschen [95]. Eine weitere Erklärung ist das Auftreten nichtadiabatischer zeitlicher Änderungen des Brechungsindexgitters [24]. Wie in Abb. 2.12 dargestellt, entspricht die Temperaturverteilung in einem typischen, gegenläufig gepumpten Faserverstärker aufgrund des differentiellen Leistungsumsatzes annähernd einer Exponentialfunktion. Die resultierende longitudinale Erhöhung des Temperaturgradienten führt zu einer Veränderung der Form des zusätzlich aufgeprägten Temperaturgitters. Aus dem bei niedrigen Leistungen sinusförmigen Verlauf, entwickelt sich durch die Aufsteilung und die erhöhte Amplitude des exponentiellen Temperaturverlaufes ein verrundetes Sägezahnprofil [24]. In der Folge unterliegt das propagierende Modengemisch einer hohen Brechungsindexveränderung auf relativ kurzen Faserabschnitten. Ab einer Faserabhängigen Leistungsschwelle, erreicht die Brechungsindexvariation einen für die Modenadaption nichtadiabatischen Bereich, die Phasenanpassung zwischen Brechungsindexvariationen und Modeninterferenz wird gestört und erfüllt die Bedingungen für den Energietransfer. Während sich das Interferenzgitter instantan ändert, folgt die Änderung des Brechungsindexgitters aufgrund des thermooptischen Effektes erst nach einer gewissen Verzögerungszeit. Der Energieübertrag zwischen den Moden führt wiederum zu einer Veränderung der Modeninterferenz und ist Teil einer auf sich selbst rückgekoppelten Dynamik, deren beobachtbare Folge Modenfluktuationen am Faserausgang sind. Mit beiden theoretischen Ansätzen lässt sich der experimentelle Einfluss einzelner Parameter numerisch reproduzieren, eine allgemeine Prognose zum Leistungswert der Modeninstabilitätsschwelle kann hingegen bisher nicht gemacht werden [96].

Darüber hinaus existiert eine Vielzahl theoretischer Untersuchungen in denen Teilaspekte des Effektes beleuchtet und physikalische Einflussgrößen und deren Auswirkungen auf das Auftreten der TMI und deren Leistungsschwelle untersucht werden

[86, 88, 95, 97–110].

Die Schwelle des Brechungsindex in den für die propagierenden Felder nicht-adiabatischen Bereich hängt vom Temperaturgitter und somit auch vom longitudinal verteilten Wärmeeintrag ab. Je nach Anteil der in Gl. 2.38 zum Gesamtwärmeeintrag beitragenden Einzelquellen Quantendefekt, Photodarkening und Hintergrundabsorption, wird auch die TMI-Schwelle maßgeblich von diesen beeinflusst. Hat Photodarkening einen signifikanten Anteil an der Gesamtwärme, so zeigt auch die Modeninstabilitätsschwelle ein Sättigungsverhalten [87]. Die TMI-Schwelle korreliert jedoch nur bedingt mit der thermischen Last, da andere Parameter wie Biegung und Anregung ebenfalls einen signifikanten Einfluss auf die Modeninterferenz haben. Eine Betrachtung der thermischen Last als Indikator für die TMI-Schwelle stellt eine Vereinfachung dar, da die Veränderung der Modeninterferenz und des induzierten Brechungsindexgitters durch Parameter wie die Faserbiegung nicht betrachtet werden. Um eine Vergleichbarkeit experimenteller Ergebnisse zu gewährleisten wird im Zusammenhang mit Modeninstabilitäten die extrahierte Ausgangsleistung und nicht die Gesamtausgangsleistung verglichen, da nur diese mit der durch den Quantendefekt eingetragenen Wärme in Relation steht. Typischerweise liegt die Schwelle für kurze Absorptionslängen in der Größenordnung weniger Meter mit einem relativ hohen differentiellen Wärmeeintrag bei wenigen hundert Watt extrahierter Leistung, während die TMI-Schwelle bei Hochleistungsfaserverstärkern mit über 10 m Länge meist in der Größenordnung kW liegt. Teilanalytische als auch numerisch implementierte Modelle erlauben eine Aussage zu möglichen Vermeidungsstrategien bzw. Vorgehensweisen um die TMI-Schwelle zu erhöhen [96]. Im Fokus stehen dabei die Verringerung der differentiellen thermischen Last [97], die passive, auf dem Faserdesign basierte Reduktion des Leistungsanteils von Moden höherer Ordnung [105, 110–112] und aktives Stören der Modeninterferenz [113]. Bei experimentellen Untersuchungen ist die Eingrenzung der Parameter aufwendiger als bei theoretischen Betrachtungen. Die meisten Arbeiten konzentrieren sich daher auf einige wenige Veränderliche. Es konnte gezeigt werden dass die Modeninstabilitätsschwelle für Stufenindexfasern in der Tendenz mit kleinerem Biegeradius steigt [27, 89] und unter Berücksichtigung der Absorptionslänge ein Minimum bei einer Pumpwellenlänge von 976 nm hat [96, 114]. Darüber hinaus wurde ein Zusammenhang der TMI-Schwelle mit dem Durchmesser des Faserkerns [18], der SBS-Schwelle [115] und der Faserlänge [116] postuliert. Aufgrund des unmittelbaren Einflusses des Faserkerndurchmessers

auf die Führungseigenschaften und damit auch auf die resultierende Modeninterferenz im Kern der Faser, kann aus den in Ref. [18] genannten Untersuchungen jedoch keine Kausalität abgeleitet werden. Da die TMI-Schwelle darüber hinaus von der thermischen Last abhängt, ist die Absorptionslänge, bei der die in der Faser absorbierte Pumpleistung auf ein definiertes Maß gefallen ist, der wesentliche Längenparameter und nicht die technische Faserlänge. Auch die experimentellen Rahmenbedingungen wie Instabilitäten in der Anregung der Verstärkerfaser durch das eingekoppelte Signal haben einen Einfluss auf die TMI-Schwelle [104]. Numerische Simulationen die alle genannten Parameter berücksichtigen und die Berechnung einer dreidimensionalen Feldpropagation durch die Faser ermöglichen, sind aufgrund der für die Beschreibung von Modenstabilitäten hohen longitudinalen und lateralen Auflösung sehr rechenintensiv. Aus diesem Grund werden im Allgemeinen vereinfachende Annahmen gemacht und nur die einfache Propagation von Moden in eine gemeinsame Propagationrichtung implementiert [96]. Aufgrund der Vielzahl der Parameter, sind experimentell ermittelte Schwellwerte unterschiedlicher Verstärkerfasern und -systeme schwer zu vergleichen. Um Parameter mit einem signifikanten Einfluss auf die TMI-Schwelle zu analysieren, spielt daher die Definition der TMI-Schwelle eine entscheidende Rolle. Im folgenden Abschnitt wird eine einfache Methode vorgestellt, die den Vergleich verschiedener Fasern ermöglicht.

2.3.3 Schwellwertbestimmung auf der Grundlage temporaler Charakterisierung

Ein Indikator für das Auftreten von TMI ist die Verringerung der Strahlqualität [17]. Die Strahlqualität allein ist jedoch kein verlässliches Kriterium für den Nachweis von TMI, da die zur Berechnung der Strahlqualität gemessenen Kamerabilder des Strahlprofils aufgrund der TMI-Fluktuationen von der Chip-Integrationszeit abhängen. Darüber hinaus ist die Integrationszeit für Standardkameras weit jenseits der TMI-Fluktuation.

Da TMI durch Fluktuationen des Strahlprofils gekennzeichnet sind, kann die qualitative Änderung des Profils als Indikator für die Modeninstabilitätsschwelle und die Untersuchung der Fluktuationen für verschiedene Ausgangsleistungen herangezogen werden [117]. Wird dabei eine Hochgeschwindigkeitskamera verwendet, lässt sich das Modenprofil numerisch als Superposition einzelner Kernmoden darstellen und ein grund-

legendes Verständnis der Dynamik der TMI gewinnen [91]. Für die Untersuchung der TMI-Schwelle reicht jedoch die Betrachtung eines durch eine Photodiode integrierten Teilausschnittes des transversalen Intensitätsprofils aus Ref. [117]. Abbildung 2.14 (a) zeigt schematisch die Anordnung der Photodiode in der Abbildung des Ausgangsstrahlprofils.

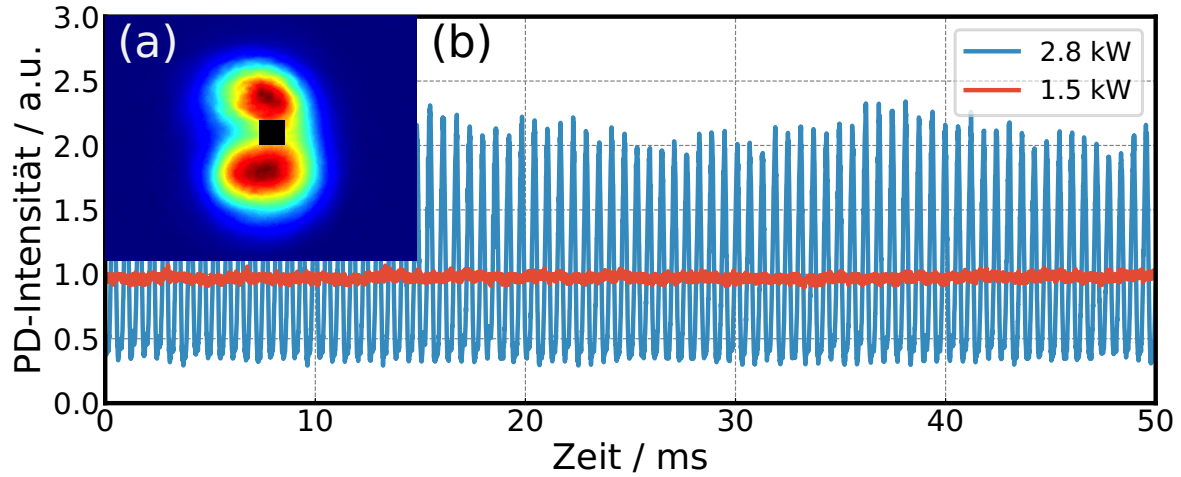


Abbildung 2.14: (a) Messprinzip mit Photodiode in der Abbildungsebene des Ausgangsstrahlprofils. Die schwarze Fläche repräsentiert die Apertur der Photodiode. (b) Exemplarisches Zeitsignal unterhalb und oberhalb der TMI-Schwelle in der Größenordnung 50 ms.

Das mittels Photodiode gemessene Zeitsignal kann hinsichtlich der zeitlichen Standardabweichung und des Frequenzspektrums analysiert werden um TMI zu detektieren. Um die Fluktuation der Standardabweichung des Zeitsignals zu ermitteln, werden einige hundert Signalspuren erfasst, oder eine über einen Zeitraum von mehreren Sekunden gemessene, hoch aufgelöste, Messspur in mehrere hundert Einzelspuren aufgeteilt [117]. Abbildung 2.14 zeigt zwei solche Spuren bei unterschiedlichen Ausgangsleistungen eines Faserverstärkers. Jede Zeitspur wird auf den Mittelwert 1 normiert und anschließend die Standardabweichung berechnet. Stellt man die Standardabweichung der Einzelspuren über der Ausgangsleistung dar, ergibt sich die in Abb. 2.15 dargestellte charakteristische Zunahme der Absolutewerte und deren Streuung mit zunehmender Ausgangsleistung. In Referenz [117] wird die Schwelle durch die Ableitung des exponentiellen Fit der Standardabweichungswerte definiert. Wie in Abb. 2.15 zu sehen ist, zeigen ähnliche Schwellen verschiedener Fasern unter Umständen eine voneinander abweichende Charakteristik unterhalb der TMI-Schwelle. In der Folge ergeben sich von der mathe-

matischen Anpassung abhängige Schwellwerte. Aus diesem Grund wird die Schwelle in dieser Arbeit als der Leistungswert bezeichnet, bei dem die Standardabweichung des Signals die Standardabweichung bei stabilem Ausgangsprofil im Mittel um das fünffache übersteigt [25, 108].

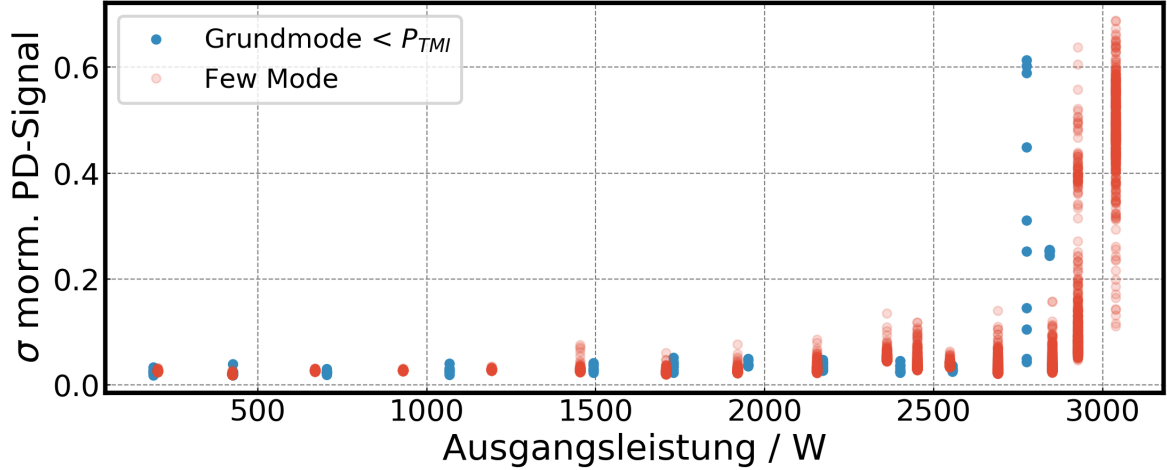


Abbildung 2.15: Standardabweichung des normierten Photodiodensignals mehrerer Zeitspuren in Abhängigkeit von der Ausgangsleistung des Verstärkers. Dargestellt sind Werte für eine Few-Mode Faser und eine Faser, die unterhalb der Schwelle keine höheren Moden zeigt.

Ein weiteres charakteristisches Kriterium für die Analyse von TMI ist die Veränderung des Fourierpektrums des Photodiodensignals mit steigender Ausgangsleistung. In Abb. 2.16 ist das Frequenzspektrum logarithmisch in Abhängigkeit von der Ausgangsleistung und im Vergleich zur in Abb. 2.15 gezeigten Standardabweichung dargestellt.

Es ist zu erkennen, dass sich unterhalb der Modeninstabilitätsschwelle keine signifikante Änderung des Spektrums feststellen lässt, während die Standardabweichung der Zeitspuren deutlich zunimmt. An der Instabilitätsschwelle hingegen kommt es zur Zunahme der Frequenzanteile im kHz-Bereich und darüber hinaus zu einer Zunahme der Intensität über das ganze Spektrum, einem Kontinuum. Die vier Bereiche werden als *stabiler*, *semi-stabiler*, *periodischer* und *chaotischer* Bereich bezeichnet. Mithilfe der in Abb. 2.14, 2.15 und 2.16 dargestellten Ergebnisse, lassen sich Aussagen zur Leistungsschwelle und den Frequenzanteilen der auftretenden Fluktuationen machen und es ist möglich verschiedene Fasern und darin verstärkte Signale zu vergleichen.

Alle in den folgenden Kapiteln untersuchten Modeninstabilitätsschwellen werden mit

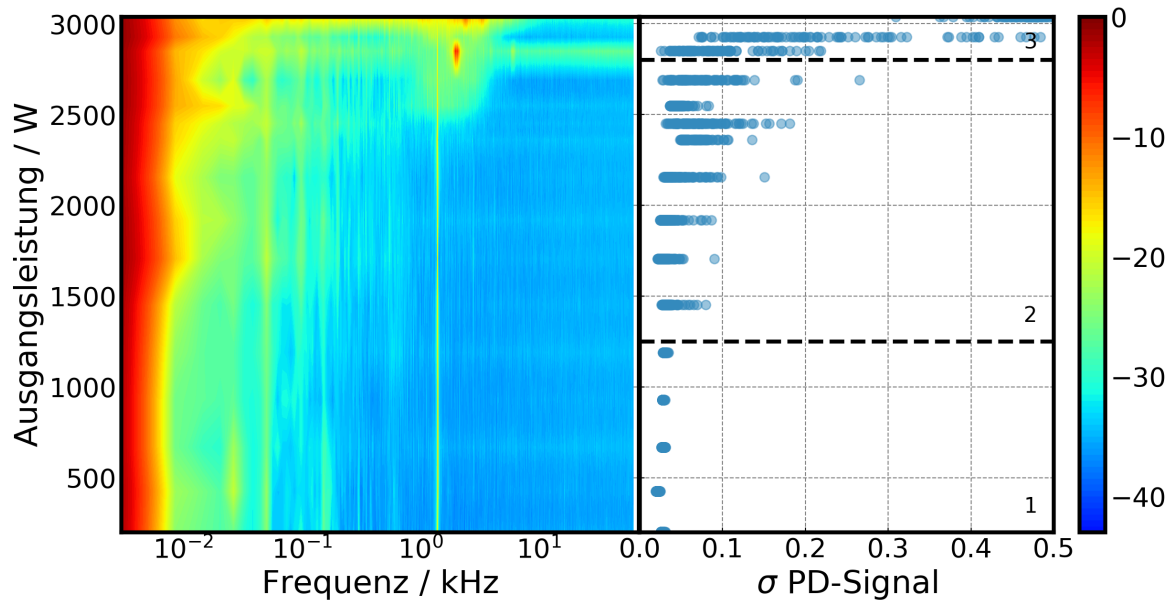


Abbildung 2.16: Logarithmisch dargestelltes Frequenzspektrum der gemessenen PD-Intensitätsverteilungen über einen Zeitraum von 10s. Gegenübergestellt daneben die Standardabweichung des normierten Photodioden-Zeitsignals mit drei der vier charakteristischen Bereiche: 1: stabil, 2: semi-stabil und 3: periodisch.

den hier beschriebenen Methoden ermittelt.

3 Untersuchung Transversaler Modeninstabilitäten in Verstärkerfasern niedriger numerischer Apertur des Faserkerns

Aufgrund des einfachen Prinzips, der vielseitigen Anwendungsmöglichkeiten und der Zuverlässigkeit unter anspruchsvollen Umgebungsbedingungen, etablierten sich Faserverstärker als Quellen grundmodiger Laserstrahlung [17,18]. Die in den Abschnitten 2.1 und 2.2 beschriebene, aus dem Aspektverhältnis von Querschnitt und Faserlänge resultierende, hervorragende Wärmeabfuhr in Kombination mit der Verfügbarkeit Diodenbasierter Hochleistungspumpquellen, führten über Jahrzehnte zu einer exponentiellen Steigerung der erreichbaren Ausgangsleistung [17]. Abbildung 3.1 zeigt die Skalierung der Ausgangsleistung einzelner kontinuierlicher Faserverstärker in den letzten Jahren [17, 27, 28, 118–129].

In Abb. 3.1 wird deutlich, dass die publizierten maximalen Ausgangsleistungswerte bis 2010 exponentiell auf 10 kW ansteigen [122]. Auffällig ist, dass über den Zeitraum der Entdeckung Transversaler Modeninstabilitäten hinaus, keine Ergebnisse mit Ausgangsleistungen über 5 kW publiziert wurden, während für die zuvor publizierten und rot dargestellten Ergebniswerte systematische Untersuchungen der Strahlqualität fehlen. Mit 10 kW Ausgangsleistung markiert *IPG Photonics Cooperation* dabei das derzeitige Maximum, während eine detaillierte Analyse des Ausgangsstrahls bei dieser Leistung aussteht [122]. Ein Vergleich mit den in dieser Arbeit untersuchten und für die Charakteristik von Hochleistungsfaserlasern signifikanten Größen Strahlqualität, spektraler Breite und zeitlicher Stabilität, ist daher leider nicht möglich.

Die nach 2010 publizierten Leistungswerte liegen deutlich unter 10 kW und erhöhen sich seitdem im Spannungsfeld nichtlinearer Effekte und transversaler Modeninstabilitäten, deren Auftreten zu einer Verringerung der Strahlqualität führt, wie in Kapitel 2 bereits beschrieben wurde [17]. Eine Möglichkeit zur Erhöhung der Schwelle nichtlinearer Effekte wie SRS und SBS, ist die Verringerung der Faserlänge und der Vergrößerung der Kernfläche. Bei einer geeigneten Anpassung des geometrischen Verhältnisses zwischen Kern- und Mantelfläche, kann der Verstärkungskoeffizient und der Leistungsumsatz in der Faser beibehalten werden. In der Konsequenz resultiert aus einer verringerten Faserlänge eine höhere differentielle thermische Last. Darüber hinaus führt der ver-

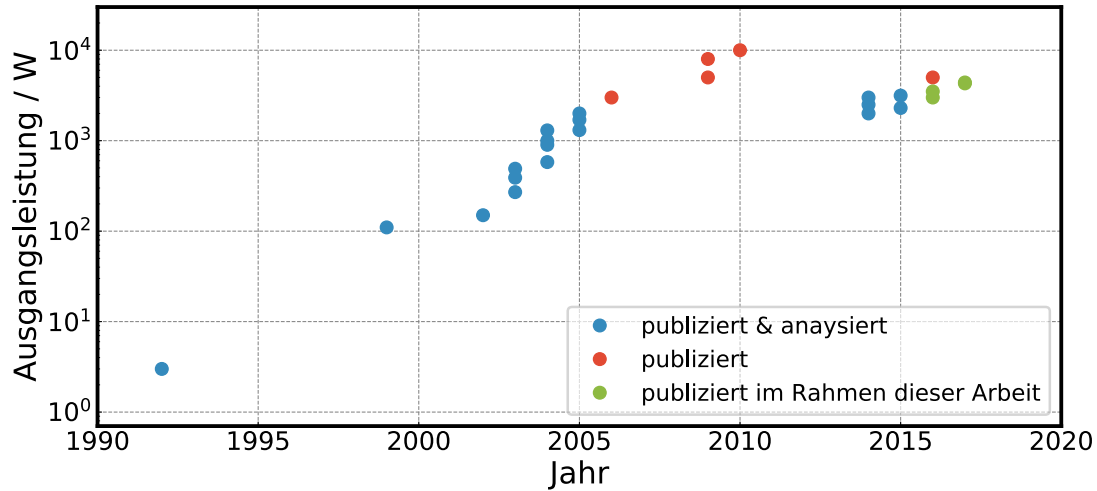


Abbildung 3.1: Leistungsrekorde kontinuierlicher, grundmodiger Faserverstärker oder -oszillatoren ohne Strahlkombination [17, 27, 28, 119–130]. Die roten Punkte repräsentieren eine unzureichende Datenbasis der Ergebnisse. Es wurde keine Messung der Strahlqualität oder der zeitlichen Stabilität publiziert. Die durch die grünen Punkte repräsentierten Leistungswerte wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit erreicht und werden in den folgenden Kapiteln diskutiert.

größte Kerndurchmesser zu einer Veränderung der Führungskraft der Faser, wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, wenn das Brechzahlverhältnis im Kern und damit auch die NA beibehalten wird. Sowohl die Erhöhung der thermischen Last als auch der Leistungsanteil höherer Moden führt zu einer Verringerung der Modeninstabilitätsschwelle. Moderne Hochleistungsfasern sind daher meist LMA³-Fasern mit großem Kerndurchmesser, deren Führungseigenschaften durch eine verringerte NA so eingestellt werden, dass sie sich mit einer definierten Biegung als grundmodige Verstärkerfasern betreiben lassen. Die Verstärkung kurzer Laserpulse stellt noch höhere Anforderung an die Unterdrückung nichtlinearer Effekte. In der Folge haben sich sogenannte LPF⁴ mit sehr großen Modenfelddurchmessern etabliert, deren Führungseigenschaften durch gasgefüllte Kanäle definiert werden können [112]. Die kurze Faserlänge weniger Meter führt jedoch zu einer hohen differentiellen thermischen Last und demzufolge zu niedrigeren Modeninstabilitätsschwellen als im Falle von Stufenindexfasern für den kontinuierlichen Betrieb.

³LMA, von engl. *Large Mode Area*

⁴LPF, von engl. *Large Pitch Fiber*

Im diesem Kapitel werden in den Abschnitten 3.1 und 3.2 zunächst die signifikanten Limitationen SBS, SRS und TMI und technologische Lösungen zu Erhöhung und Untersuchung der Schwelle diskutiert. Im Anschluss dazu wird das Auftreten transversaler Modeninstabilitäten in Yb-dotierten Verstärkerfasern mit niedriger Kernapertur untersucht. Die dabei angewandten Messverfahren und die Auslegung der Verstärkersysteme basiert auf den in Kapitel 2 dargestellten Verfahren und Zusammenhängen. Um eine Vergleichbarkeit der Resultate zu gewährleisten, werden zunächst kommerzielle Fasern untersucht, deren Eignung für Hochleistungsfaserverstärker bereits publiziert ist. Im Anschluss können die gewonnenen Erkenntnisse auf von unserer Arbeitsgruppe hergestellte Niedrig-NA Großkernfaser übertragen werden. In Abschnitt 3.3 werden Fasern niedriger Kernapertur thermisch mit dem OFDR-Verfahren untersucht und Aussagen zum Einfluss von PD und der Hintergrundabsorption gemacht. Abschnitt 3.4 zeigt die Modeninstabilitätsschwellen verschiedener Fasern auf und in Abschnitt 3.5 wird auf die Parameter Modenfelddurchmesser, numerische Apertur, Signal- und Pumpwellenlänge, Faserbiegung und Faserlänge und deren Einfluss auf die thermische Last in der Faser und die ermittelten Modeninstabilitätsschwellen eingegangen.

3.1 SBS, SRS und Reduktion

Stimulierte Brillouinstreuung und stimulierte Ramanstreuung limitieren die Leistungskalierung von Faserverstärkern signifikant. Für sogenannte *single-frequency*-Laser liegt die SBS-Schwelle in der Größenordnung weniger hundert Watt Ausgangsleistung [131]. Da die spektralen Eigenschaften des Ausgangssignals maßgeblich durch die ursprüngliche Signalquelle bestimmt werden, hat diese auch unmittelbaren Einfluss auf die SBS-Schwelle (spektrale Breite), die SRS-Schwelle (Signal im Ramanverstärkungsspektrum) und auch die Modeninstabilitätsschwelle (Wellenlänge und daraufhin thermische Last). Um einen großen Wellenlängenbereich des Yb-Verstärkungsspektrums zu untersuchen und die spektrale Breite in Grenzen definieren zu können, wird bzw. werden ein bzw. zwei Diodenlaser mit externem Resonator (ECDL⁵) als Signalquelle eingesetzt, deren Wellenlänge von 1010 bis 1075 nm einstellbar ist. Aufgrund der durch die spektrale Breite in der Größenordnung von 100 kHz (entspricht etwa $\Delta\lambda = 4 \cdot 10^{-1} \text{ fm}$) bedingte, sehr niedrige zu erwartende SBS Schwelle wird das Signal mithilfe eines elektroopti-

⁵ECDL, von engl. *External Cavity Diode Laser*

3.2 OFDR-basierte In-situ Temperaturmessungen in Faserverstärkern und Ermittlung der thermischen Last

schen Modulators (EOM) phasenmoduliert. Dabei kommt ein Zufallsrauschgenerator (RNSG⁶) zum Einsatz [132]. In der Folge erreicht das Signal im optischen Spektrumanalysator eine spektrale Breite von etwa 180 pm bei einer Messauflösung von etwa 20 pm. Aufgrund der hohen zeitlichen Stabilität phasenmodulierter ECDL-Quellen, ist bei der Verstärkung dieses Quellentyps nicht mit einer zusätzlichen Verbreiterung durch SPM zu rechnen. Auf diese Weise kann ein Hochleistungsverstärker mit 180 nm Linienbreite realisiert werden. Soll die SBS-Schwelle noch weiter erhöht werden als durch die beschriebene Verbreiterung ermöglicht wird, kann der in Abschnitt 2.1.2 beschriebene SPM-Effekt genutzt werden, um eine spektrale Verbreiterung zu erreichen. Dazu werden zwei kohärente, aber unabhängige Quellen kombiniert. In der Folge kommt es aufgrund der Interferenz beider Signale zu einer zeitlichen Intensitätsfluktuation, die die Voraussetzung für SPM darstellt [38, 133]. Das resultierende Signal verbreitert sich mit zunehmender Ausgangsleistung spektral. Wie Abschnitt 2.1.2 beschrieben, können die Intensitätsfluktuationen aufgrund der Leistungsüberhöhung einzelner Signalspitzen zu SRS führen. Werden jedoch gekoppelte ECDL-Seedquellen anstelle frei laufender Faseroszillatoren eingesetzt, lässt sich auf der Grundlage des Frequenzabstandes beider Quellen ein Optimum finden. Der hier beschriebene Ansatz, die resultierende Verbreiterung und die erreichbaren SRS- und SBS-Schwellen werden in Kapitel 5 diskutiert.

3.2 OFDR-basierte In-situ Temperaturmessungen in Faserverstärkern und Ermittlung der thermischen Last

Ausgangslage zu Beginn dieser Arbeit ist der Einsatz kommerzieller Yb-dotierter Fasern, deren TMI-Schwellen in der Größenordnung von einem Kilowatt liegen. Typische Kernparameter sind dabei 25 und 20 μm bei einer Kern-NA von 0,06. Zunächst werden diese Fasertypen hinsichtlich der TMI-Schwelle untersucht und aufbauend auf den gewonnen Erkenntnissen Fasern aus eigener Produktion verwendet.

Aufgrund des kausalen Zusammenhangs zwischen thermischer Last und TMI stehen neben der Messung der TMI-Schwellen in Abhängigkeit der signifikanten Parameter Biegung, Wellenlängen, Photodarkening und Dotierungskonzentration auch Temperaturmessungen im Fokus dieser Arbeit. Wie in Abschnitt 2.2.3 beschrieben, lässt sich der longitudinale Wärmeeintrag aus gemessenen Temperaturdaten berechnen. Voraus-

⁶RNSG, von engl. *Random Noise Signal Generator*

3.2 OFDR-basierte In-situ Temperaturmessungen in Faserverstärkern und Ermittlung der thermischen Last

setzung dafür ist eine verlässliche Temperaturmessmethode mit der sich die Kerntemperatur longitudinal aufgelöst messen lässt. Durch externe Messverfahren wie Wärmebildkameras oder Heißeiter aufgenommene Temperaturwerte unterliegen zum einen einer Verfälschung durch Konvektion und sind zum anderen oft aufgrund des für IR-Strahlung intransparenten Kühlmaterials oder der Kühlflüssigkeit unzugänglich.

Während eine äußere Temperaturmessung darüber hinaus nur bedingt einen Rückschluss auf die Kerntemperatur zulässt, setzen andere intrinsische Verfahren, wie zum Beispiel zur Temperaturmessung eingeschriebene Faser-Bragg-Gitter eine Behandlung der Faser voraus, die Auswirkungen auf den Verstärkungsprozess und die mechanische Stabilität haben können [134–136].

Auf dieser Grundlage wird in der vorliegenden Arbeit ein nichtinvasives Verfahren verwendet, dessen klassisches Einsatzfeld die Störungsanalyse von Telekommunikationssystemen und die Prozessüberwachung thermischer Herstellungsverfahren ist.

Die sogenannte Optische Frequenzbereichsreflektometrie (OFDR⁷) ist ein Verfahren zur Charakterisierung von Reflektionseigenschaften von Glasfasern auf der Grundlage der Rayleigh-Streuung [137, 138]. Das Signal einer schmalbandigen, frequenzveränderlichen Laserquelle wird auf zwei optische Wege aufgeteilt. Eines der beiden Signale dient als Referenzsignal. Der zweite Signalanteil wird über einen optischen Zirkulator in eine optische Faser oder ein Fasersystem eingekoppelt und erzeugt dort aufgrund der Rayleigh-Streuung ein Signal. Der rückwärtig geführte Raumwinkelanteil, wird anschließend mit dem Referenzsignal interferometrisch überlagert [139, 140]. Aus der frequenzabhängigen Überlagerung lässt sich auf dem Weg der Fouriertransformation aus dem Frequenzraum eine Intensitätsverteilung im Ortsraum berechnen [139]. Die Verteilung repräsentiert charakteristische longitudinale Brechungsindexvariationen der Faser. Da der Brechungsindex mit der Temperatur und den mechanischen Spannungen im Material skaliert, verursachen Temperatur- und Biegungsänderungen der Faser ein verändertes Intensitätsprofil. Auf dieser Grundlage kann die optische Faser als Temperatur- bzw. Spannungssensor genutzt werden. Um die Temperatur in Abhängigkeit des Ortes zu berechnen, wird das longitudinale Intensitätsprofil in definierte Längen unterteilt [140], von denen jede einen Temperatur- bzw. Spannungssensor und einen Sensor-Bereich in der Messfaser repräsentiert. Eine Temperaturänderung entspricht einer Dehnung im Orts- und einer linearen Verschiebung im Frequenzraum.

⁷OFDR, von engl. *Optical Frequency Domain Reflectometry*

3.2 OFDR-basierte In-situ Temperaturmessungen in Faserverstärkern und Ermittlung der thermischen Last

Die einem Faserstück zugeordnete Intensitätsverteilung, wird mittels Kreuzkorrelation im Frequenzraum mit dem Fourier-transformierten Profil einer zweiten Messung verglichen. Die sich ergebende Verschiebung repräsentiert eine Temperaturänderung, deren Skalierung mit gemessenen Temperaturwerten kalibriert wird. Entlang der Faser ergibt sich dann für jeden Sensor, bzw. für jeden Faserabschnitt, eine Durchschnittstemperatur. Abbildung 3.2 zeigt beispielhaft zwei mit OFDR-Technologie bestimmte Intensitätsverteilungen (Teilabbildung (a)) und die daraus errechneten Temperaturwerte in Abhängigkeit von der Faserposition (Teilabbildung (b)). Ist die Korrelation der beiden Intensitätsverteilungen niedrig, kann kein zugehöriger Temperaturwert ermittelt werden. Der schraffierte Bereich in Abb. 3.2 zeigt diesen Fall für die Faserpositionen in der Nähe des pumpseitigen Faserendes.

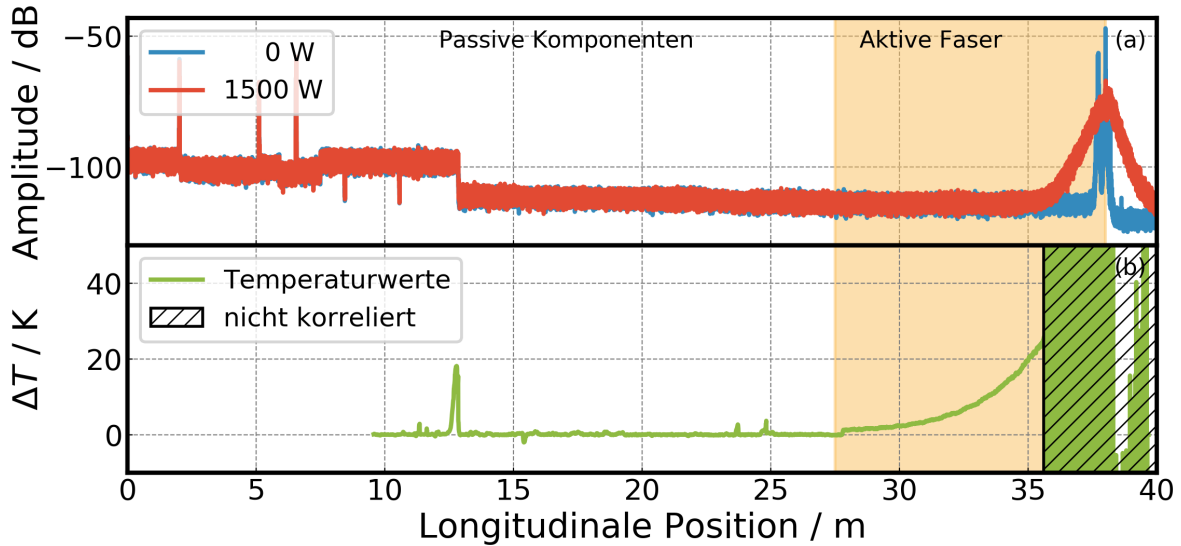


Abbildung 3.2: (a) Zwei longitudinale Intensitätsverteilungen bei unterschiedlichen Ausgangsleistungen. (b) Durch Kreuzkorrelation errechnete Temperaturwerte über der Faserposition. Im schraffiert markierten Bereich können die OFDR-Messungen nicht miteinander korreliert und in der Folge keine Temperaturwerte berechnet werden.

Das beschriebene Messverfahren ist geeignet um Temperaturen im Yb-Faserverstärker während des Betriebs zu messen. Voraussetzung dafür, ist eine OFDR-Probenwellenlänge abseits der Ytterbiumwechselwirkungsquerschnitte, um eine Wechselwirkung des Probensignals mit dem Laserprozess zu vermeiden [25]. Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete System arbeitet in einem 30 nm breiten Wellenlängenband mit einer Zentralwellenlänge von 1300 nm und damit 200 nm entfernt vom Yb-Emissionsband.

Aufgrund der sowohl aus einer Änderung der mechanischen Spannung, als auch der Temperatur hervorgehenden Brechzahländerung muss sichergestellt werden, dass sich zwischen Referenzmessung und zweiter Messung nur die mechanische Spannung oder die Kerntemperatur der Messfaser signifikant ändern. Das schränkt das Messverfahren für verklebte, oder mit Wärmeleitmasse angebundene Anwendungen ein. Darüber hinaus spielt die Homogenität der thermischen Ankopplung der Faser an die Umgebung eine wesentliche Rolle für die Reliabilität belastbarer Messwerte [25]. Je homogener die Umgebungsbedingungen sind, umso wahrscheinlicher sind reproduzierbare Resultate, die zur in Abschnitt 2.2.3 beschriebenen Ermittlung des Wärmeeintrages verwendet werden können. Im folgenden Abschnitt wird beschrieben, wie ein derartiges Messsystem in einen Faserverstärker integriert werden kann und die thermische Charakterisierung umgesetzt wird.

3.3 In-situ Temperaturmessung in Faserverstärkern

Mit dem in Abschnitt 3.2 beschriebenen OFDR-Messverfahren lassen sich Temperaturdaten während des Verstärkerbetriebes gewinnen. Die Faser wird als Temperatursensor genutzt. Um eine sogenannte *in situ*-Messung der longitudinalen Temperaturverteilung im Faserkern mit OFDR-Technologie zu realisieren, dient der in Abb. 3.3 dargestellte experimentelle Aufbau [25, 141–143].

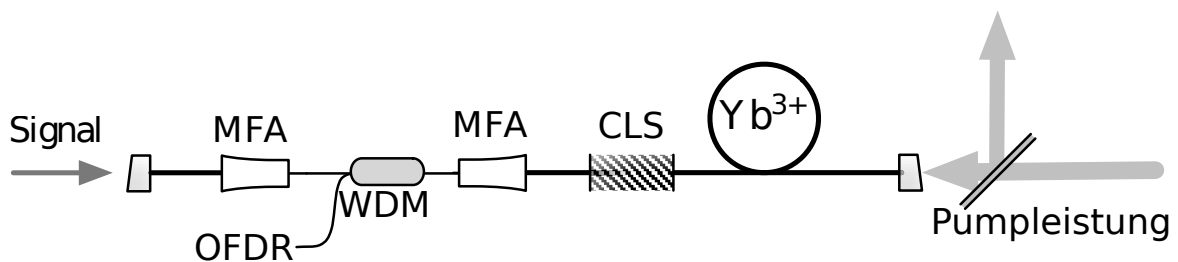


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau zur Messung der longitudinalen Temperaturverteilung im Verstärkerbetrieb. CLS: Clad Light Stripper, MFA: Mode Field Adapter, WDM: Wavelength Division Multiplexer

Die Signalleistung wird in eine passive Faser eingekoppelt und mit Hilfe eines Modenfeldadapters (MFA⁸) in eine passive Faser mit 6 μm Kerndurchmesser übergekoppelt.

⁸MFA, von engl. *Mode Field Adapter*

Anschließend werden das Signallicht und das OFDR-Probenlicht bei einer Wellenlänge von $1,3\mu\text{m}$ mit einem Wellenlängenmultiplexer (WDM⁹) gemeinsam in die Verstärkerfaser eingekoppelt [25]. Der Faserverstärker wird von einem fasergekoppelten Diodenlaser gegenläufig bei 976 nm gepumpt (1 mm, NA=0,44). Ein mit Flusssäure geätztes und wassergekühltes Faserstück (CLS¹⁰) schützt den WDM vor nicht absorbiertem Pumplicht. Wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, kommt der thermischen Anbindung eine besondere Bedeutung bei der Messung der Temperaturverteilung bei. Um eine gleichmäßige Anbindung zu gewährleisten wird die Faser in ein Wasserbecken mit stehendem Kühlwasser eingelegt. Kunststoffkämme, in die die Faser eingelegt wird stellen sicher, dass es zu keinem Kontakt zwischen Faser und Metallbecken und darüber hinaus nicht zu Kreuzungen der Faserwindungen kommt. Die Vergleichsmessung wird auf die Wassertemperatur kalibriert. Zunächst wird eine kommerzielle Yb-dotierte Few-Mode-Faser mit $25\mu\text{m}$ Kern und $400\mu\text{m}$ Pumpkern mit einer Länge von 10 m untersucht. Der Verstärker wird bei 1.5 kW Ausgangsleistung für mehrere Stunden betrieben und dabei wiederholt die Temperaturverteilung gemessen. Nach Abschalten und erneuter Kalibrierung im thermischen Gleichgewicht entspricht die Temperaturverteilung der ursprünglichen Messung zur Betriebszeit $t = 0$. Aus diesem Ergebnis lässt sich schlussfolgern, dass die Faser im Verstärkerbetrieb, unter den gegebenen Bedingungen und innerhalb der Messzeit der hier wiedergegebenen Untersuchungen, keinem signifikanten progressivem Photodarkening unterliegt.

Abbildung 3.4 zeigt die Temperaturverteilung für verschiedene Pump- und Ausgangsleistungen bei einer eingekoppelten Signalleistung von 10 W.

Es ist zu erkennen, dass die Temperatur entlang der Faser in Richtung Pumpseite und mit zunehmender Ausgangsleistung steigt. Oberhalb von 9,5 m sind die Temperaturwerte nicht belastbar, da die Korrelation der aus den aufgenommenen Intensitätsverteilungen ermittelten Ortsfrequenzspektren zu niedrig ist. Aus den gewonnenen Temperaturdaten kann mit Hilfe von Gl. 2.48 der longitudinale Wärmeeintrag errechnet werden. Abbildung 3.5 zeigt die longitudinale Wärmeeintragsverteilung für ein Signal bei einer Wellenlänge von 1075 nm mit 10 W Leistung und 1100 W resultierender Verstärkerausgangsleistung. Der gemessene, verringerte differentielle Wärmeeintrag zwischen Position 9,5 m und 10,0 m wird durch die aktive Kühlung des letzten Faserstückes

⁹WMD, von engl. *Wave Division Multiplexer*

¹⁰CLS, von engl. *Clad-Light-Stripper*

3.3 In-situ Temperaturmessung in Faserverstärkern

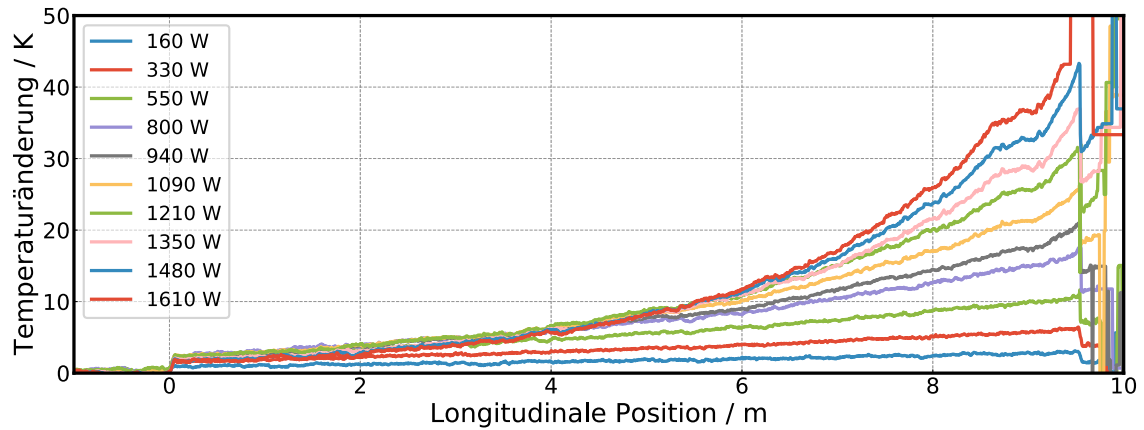


Abbildung 3.4: Longitudinale Temperaturverteilung im Faserkern für verschiedene Ausgangsleistungen. Oberhalb einer longitudinalen Position von 9,5 m korrelieren die zur Temperaturberechnung herangezogenen Ortsfrequenzspektren nicht hinreichend und die Temperaturwerte sind nicht belastbar.

hervorgerufen und ist nicht durch den Laserprozess bedingt. Wird im Rahmen dieser Arbeit von der durchschnittlichen oder maximalen thermischen Last gesprochen, so wird das Temperaturprofil zunächst mit einer Exponentialfunktion, unter Ausschluss des gestörten Bereiches, angepasst und deren Durchschnitts- oder Maximalwert im gesamten Messbereich herangezogen.

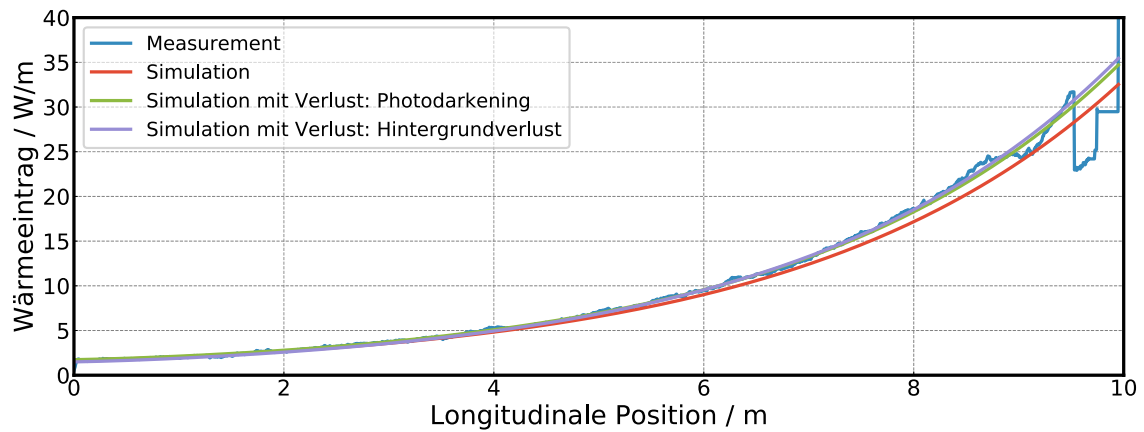


Abbildung 3.5: Longitudinaler Wärmeeintrag im Faserkern für eine Ausgangsleistung von 1100 W bei 1075 nm und einer eingekoppelten Signalleistung von 10 W.

Mit Hilfe der numerischen Implementierung der Propagationsgleichungen 2.49 und des aus den Ratengleichungen abgeleiteten Besetzungsverhältnisses 2.33, lässt sich eine

theoretische Kurve für die gleiche Pump- und Signalleistung errechnen. Tabelle 3.3.1 fasst die für die Simulation und die Umrechnung der Temperaturänderung und Wärmemenge wesentlichen Parameter zusammen.

Tabelle 3.3.1: Simulationsparameter Wärmemenge

Parameter	Einheit	Wert
Yb ₂ O ₃ -Konzentration	mol%	0,12
Yb ³⁺ -Konzentration	/m ³	5,5·10 ²⁵
Yb-Lebensdauer	ms	800
Faserlänge	m	10
Kerndurchmesser	μm	25
Modenfelddurchmesser bei 1067 nm	μm	19,0
Modenfeldfläche LP ₀₁	μm ²	284
Manteldurchmesser	μm	400

Abbildung 3.5 stellt die Verteilung des Wärmeeintrags den numerischen Ergebnissen gegenüber. Dabei wird zunächst nur der Quantendefekt in die Simulation mit einbezogen, weitere mögliche Wärmequellen wie Hintergrundabsorption und Photodarkening werden vernachlässigt. Es ist zu erkennen, dass die aus den Temperaturmessungen abgeleitete Wärmemengen im Mittel über den theoretischen, allein auf dem Quantendefekt basierten Wärmeeintragskurve liegen.

In der Folge wird die Simulation unter Einbezug eines zusätzlichen Verlustmechanismus an die gemessenen Wärmemengen angepasst. Abbildung 3.5 zeigt die Simulation mit inversionsabhängigem Photodarkening und nur von der Leistung abhängigem Hintergrundverlust. Beide Kurven entsprechen den aus der Temperaturmessung ermittelten Resultaten. Die Messung zeigt, dass die im Faserkern induzierte Wärmemenge im Fall der untersuchten Faser im Wesentlichen durch den Quantendefekt bestimmt ist und in Übereinstimmung mit der in Abschnitt 2 beschriebenen Theorie steht. Die numerische Abschätzung stellt dabei eine konservative Abschätzung dar, da alle betrachteten Leistungsverluste zu einer Erwärmung des Kerns führen.

Die für die Anpassung der reinen Quantendefektsimulation an die Messwerte benötigte Hintergrundabsorption beträgt $\alpha_H = 0.8 \text{ dB/km}$. Die mittlere differentielle thermische Last entspricht $10,4 \text{ W/m}$ und stimmt bei einer Faserlänge von 10 m und einem gemess-

senen Leistungsverlust von

$$P_{\text{Verlust}} = P_{\text{absorbierte Pumpe}} - P_{\text{Ausgang}} - P_{\text{eingekoppeltes Signal}} \approx 100 \text{ W} \quad (3.1)$$

gut mit dem sich ergebenden Verhältnis von 10 W/m überein. Die zusätzlich zum Quantendefekt eingebrachte Wärmemenge liegt in der Größenordnung von 5 % der Gesamtwärme und ist damit für die untersuchte kommerzielle LMA-Faser wesentlich niedriger als zum Beispiel für typische, hochdotierte LPF-Fasern [67, 87]. An dieser Stelle lässt sich nicht klären, ob der zum QD zusätzliche Verlust durch PD oder Hintergrundabsorption hervorgerufen wird. Beide Berechnungsversionen ergeben sehr ähnliche Ergebnisse. Die longitudinale Auflösung der Temperaturmessungen ist im Verstärkerbetrieb durch die in Abschnitte 3.2 beschriebene Kreuzkorrelation auf 10 mm begrenzt, auch wenn die Rayleigh-bedingte Auflösung der OFDR-Technologie bei 10 μm liegt. Das in [24] und [144] prognostizierte Brechungsindexgitter kann aufgrund dieser geringen Auflösung und der Bewegung des Gitters in der Faser nicht nachgewiesen werden [25].

Der in Abb. 3.3 dargestellte Messaufbau wurde für alle Temperaturmessungen und die daraus berechneten Wärmemengen verwendet, wobei die Errechnung der thermischen Last an die geometrischen Verhältnisse der Faser angepasst wird.

Die ermittelten Werte für die zum QD zusätzlich auftretende Wärmemenge können auf in dieser Arbeit später untersuchte Niedrig-NA Fasern übertragen und müssen nicht für jeden Verstärker wiederholt werden. Voraussetzung dafür ist, dass diese Fasern ein ähnlich niedriges PD zeigen. Messungen der PD-Absorption für Low-NA Fasern niedriger Yb-Konzentration zeigen, dass die zusätzlich angenommene Absorption von 0,8 dB / km für die Fasern eigener Produktion eher zu hoch angesetzt sind.

3.4 Messung der TMI-Schwellen repräsentativer LMA-Fasern

Die Bestimmung der TMI-Schwelle von Niedrig-NA Fasern setzt eine Testumgebung voraus, die für Laserlicht hoher Leistungen geeignet ist. Abbildung 3.6 zeigt schematisch den Versuchsaufbau. Die zu untersuchenden Yb-dotierten Fasern werden an beiden Enden mit beschichteten Endkappen aus Kieselglas verspleißt, die beiderseits eine stabile Einkopplung des Laserlichts und die Wärmeabfuhr an der Einkoppelstelle gewährleisten. Wie im Temperaturmessaufbau in Abb. 3.3 wird das Pumplicht entgegen dem Signallicht mithilfe asphärischer Linsen eingekoppelt.

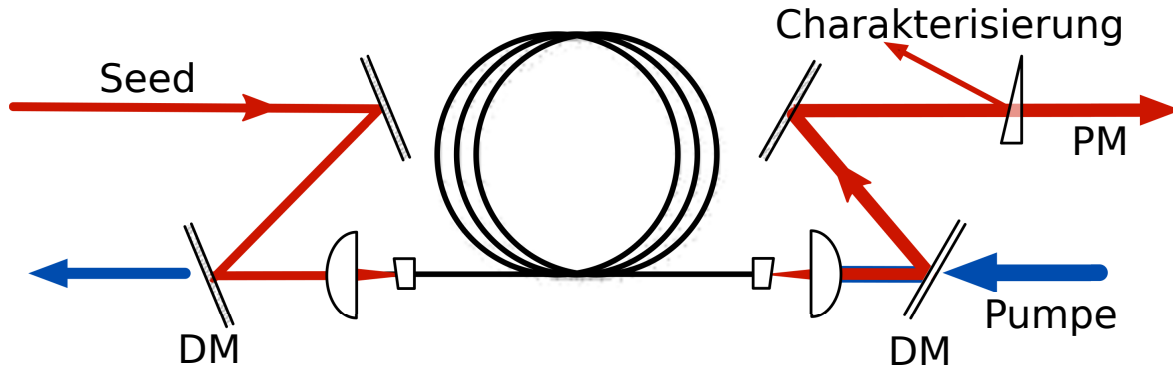


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau des Hochleistungs-Hauptverstärkers. Das Eingangssignal (Seed) wird auf der linken Seite in den Faserkern eingekoppelt, während die Pumpstrahlung in entgegengesetzter Richtung propagiert. Dichroide Spiegel trennen Signal- und Pumpleistung voneinander.

Zwei dichroide Spiegel trennen das Signallicht $\lambda_{\text{signal}} > 1\mu\text{m}$ vom Pumplicht $\lambda_{\text{pump}} < 1\mu\text{m}$ und gewährleisten, dass im Gegensatz zum Aufbau in Abb. 3.3, auch die Leistung des transmittierten Pumplichtes gemessen werden kann [27, 28]. Mithilfe kaskadierter Kieselglaskeile wird die Leistung gemessen und zur gleichen Zeit die zeitliche Stabilität, das Spektrum und die Strahlqualität des Ausgangsstrahls aufgenommen.

Die Ausgangsleistung der ECDL reicht nicht aus, um den Hauptverstärker ausreichend zu sättigen. Um den Leistungsanteil der bei der Verstärkung entstehenden verstärkten spontanen Emission (ASE¹¹) niedrig zu halten, wird das zu erreichende Verstärkungsverhältnis von über 50 dB zwischen Ein- und Ausgangssignal auf zwei Verstärkerstufen aufgeteilt. Bei den in Abb. 3.3 und 3.6 dargestellten Systemen handelt es sich jeweils um den Haupt- bzw den zweiten Verstärker. In der ersten Verstärkerstufe wird das Signal in einem Yb-Doppelpassverstärker von nach der Verbreiterung verbliebenen 5 mW auf 10 W verstärkt [145]. Der Doppelpassverstärker kann mithilfe eines Transmissionsgitters hinsichtlich der Zentralwellenlänge so verstimmt werden, dass die Vorzugswellenlänge mit dem von den ECDL kommenden Spektrum übereinstimmt. In Abb. 3.7 ist das Spektrum bei 10 W Ausgangsleistung für verschiedene ECDL-Wellenlängen dargestellt. Aufgrund des trotz der Filterung im zweiten Durchlauf entstehenden spektralen ASE-Untergrundes, wird das Signal nach Verlassen des Vorverstärkers spektral gefiltert, um zum einen den Leistungsanteil der ASE im Hauptverstärker zu verringern und zum

¹¹ASE, von engl. *Amplified Spontaneous Emission*

anderen möglichst wenig Seedleistung¹² innerhalb der Ramanverstärkungsbandbreite zur Verfügung zu stellen.

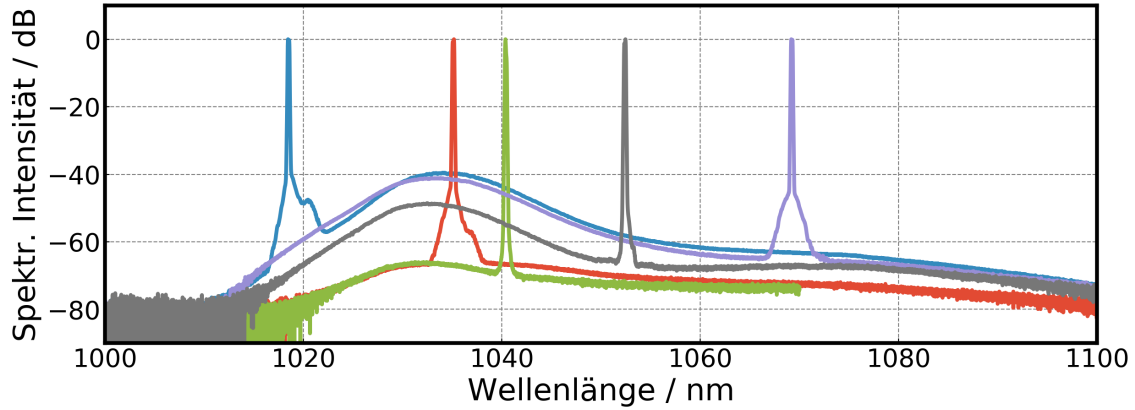


Abbildung 3.7: Signalspektrum des Vorverstärkers bei 10 W Leistung ohne spektrale Filterung für verschiedene ECDL-Wellenlängen.

Die spektrale Bandbreite bei der jeweiligen Signalwellenlänge ist nicht von der Ausgangsleistung des Vorverstärkers abhängig, dennoch wird der Verstärker bei 10 W betrieben. Wird im Experiment die SBS-Schwelle erreicht, wird eine weitere Verbreiterung des Vorverstärkerausgangssignals erreicht, indem das Licht einer zweiten ECDL als Seed eingekoppelt wird. Dazu werden die Signale beider ECDL-Quellen mit einer Wellenlängendifferenz von 0,5 nm spektral kombiniert und gemeinsam phasenmoduliert. Da die beiden ECDL nicht kohärent zueinander sind, kommt es im Hauptverstärker, im Gegensatz zum Signal einer einzelnen ECDL, zur spektralen Verbreiterung durch Selbstphasenmodulation, wie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben [132]. In der Folge liegt die SBS-Schwelle wesentlich höher [28].

Ein Beispiel der spektralen Filterung ist in Abb. 3.8 dargestellt. Das ASE-Maximum wird so weit reduziert, dass es im Rahmen der Dynamik des optischen Spektrumanalysators nicht mehr gemessen werden kann.

Als Pumpquellen werden durch Wasserkühlung stabilisierte, fasergekoppelte Diodenlaser verwendet auf deren Wellenlänge im Bereich von 976 und 980 nm durch die Kühltemperatur Einfluss genommen werden kann

Im in Abb. 2.2 dargestellten Aufbau können alle hier beschriebenen Fasern hinsicht-

¹²seed, engl. für Saat, die zu verstärkende, in einen Faserverstärker eingekoppelte Signalleistung

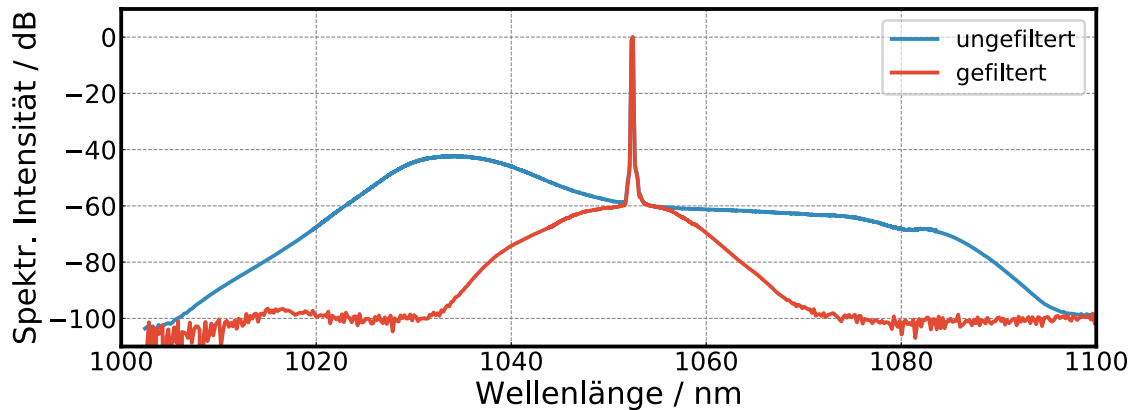


Abbildung 3.8: Signalspektrum des Vorverstärkers bei 10 W Leistung mit spektraler Filterung für eine repräsentative ECDL-Wellenlänge.

lich der Modeninstabilitätsschwelle untersucht werden. Die Faserlänge ergibt sich aus der Yb-Dotierung, dem Geometrieverhältnis zwischen Fasermantel und -kern Γ_p , sowie dem Untersuchungsgegenstand.

Die Auswahl der Verstärkerfasern unterliegt engen Grenzen hinsichtlich der Kern-NA und des Kerndurchmessers. Der sich aus diesen beiden Größen ableitende Modenfelddurchmesser und die Anzahl der in der Faser verstärkten und propagierenden Moden haben einen signifikanten Einfluss auf die Modeninstabilitätsschwelle. Der Kerndurchmesser lässt sich über das Kern-Mantel-Verhältnis und den Durchmesser der Faser einstellen, die Kern-NA der Yb-dotierten Faser hängt hingegen empfindlich von der Konzentration der Yb-Ionen und der Co-Dotanden wie Aluminium und Phosphor und den technischen und chemischen Prozessen ab, die bei der Faserherstellung ablaufen. Deren Einfluss auf das Photodarkening ist ebenfalls signifikant [146].

Um den Einfluss der Änderung von Kerngröße und NA zu untersuchen wurden zunächst Fasern eigener Herstellung verwendet, da auf diese Weise Einfluss auf die Parameter genommen werden kann [147, 148]. Die Untersuchung der Wellenlängenabhängigkeit der TMI-Schwelle wird an kommerziellen Fasern untersucht, deren niedrige TMI-Schwellen hervorragend für die *in-situ*-Temperaturmessung geeignet sind. Der Einfluss von Biegung, Faserlänge und Pumpwellenlänge wird ebenfalls an kommerziellen Fasern untersucht.

3.5 Analyse signifikanter Einflussgrößen

Die Eigenschaften der Yb-dotierten Verstärkerfaser und deren Kühlung, Biegung und Präparation haben einen Einfluss auf die TMI-Schwelle und werden in den nächsten Abschnitten untersucht. Darüber hinaus werden die experimentellen Rahmenbedingungen wie Pump- und Signalwellenlänge und die spektrale Breite des Signals konstant gehalten.

3.5.1 Wärmeeintrag im dotierten Bereich und Wellenlängenabhängigkeit bei Biegevariation

Wie in Kapitel 2 beschrieben, führt der Wärmeeintrag im Faserkern einer Verstärkerfaser zur Veränderung des Brechungsindexprofils und in der Folge zur Veränderung der TMI-Schwelle. So kann eine Faser, deren Kern im kalten Zustand nur einen vernachlässigbaren Anteil HOM führt und in der Folge nur eine geringe Verstärkung derselben stattfindet, im Betrieb durch die Wärmelast von einer grundmodigen zu einer Few-Mode Faser werden [149, 150]. Um den Einfluss des Wärmeeintrags auf die TMI-Schwelle zu untersuchen, wird der in Abb. 3.3 dargestellte Aufbau verwendet. Wie in Abschnitt 3.3 untersucht wurde, zeigt die Faser vom Typ *nufern 25/400 Gen8* bei 1076 nm Seedwellenlänge nur einen sehr niedrigen Anteil von durch PD oder Hintergrundabsorption induzierter Wärme. Der unmittelbare Einfluss der Wellenlänge auf den Quantendefekt kann genutzt werden, um die thermische Last im Faserverstärker zu erhöhen, ohne eine andere Faser zu untersuchen. Dabei muss beachtet werden, dass sich mit veränderter Wellenlänge jedoch sowohl das Modengemisch in der Faser, als auch der Wärmeeinfluss durch PD ändern kann. Ein 10 m Faserstück in den Positionsgrenzen 0 m und 10 m wurde in den Temperaturmessaufbau (Abb. 3.3) integriert und bei verschiedenen Signalwellenlängen als Verstärkerfaser betrieben. Abbildung 3.9 zeigt den Verlauf der longitudinalen Wärmeverteilung am Beispiel von 1045, 1055 und 1075 nm bei einer Ausgangsleistung von 1350 W.

Die eingetragene differentielle Wärme erhöht sich mit zunehmender Wellenlänge aufgrund des Quantendefektes. Abbildung 3.9 zeigt darüber hinaus das Ergebnis der Rantengleichungssimulationen identischer Signalwellenlängen. Dabei wurde ein in eingetragener Wärme resultierender Hintergrundverlust von 8 dB/km angenommen. Die Übereinstimmung der numerischen Simulation mit den Messwerten zeigt sich, wenn

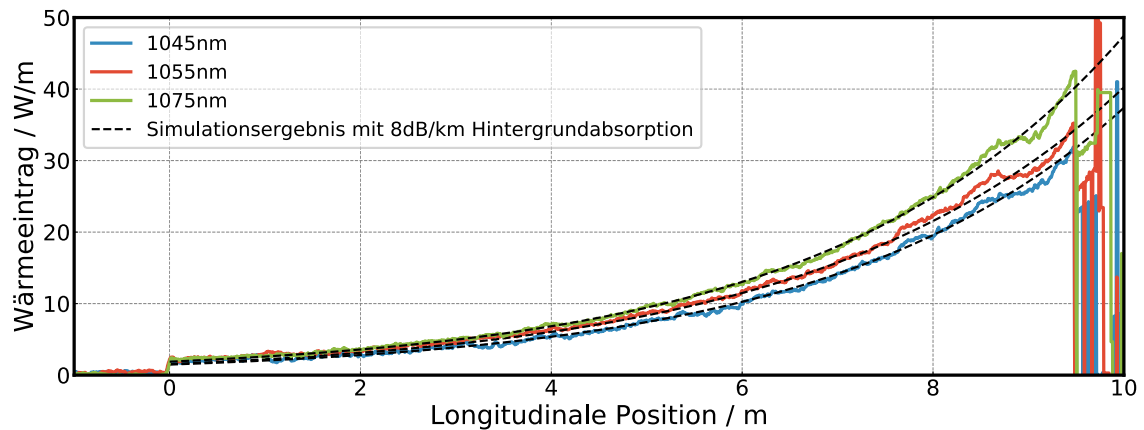


Abbildung 3.9: Longitudinale Verteilung der differentiellen thermischen Last im Vergleich zu den korrespondierenden Ratengleichungssimulationen bei gleicher Wellenlänge für drei verschiedene Wellenlängen.

der gesamte vom Faserverstärker unterstützte Wellenlängenbereich zwischen 1050 und 1075 nm betrachtet und die durchschnittliche differentielle thermische Last in der Faser berechnet wird. Abbildung 3.10 zeigt die gemessenen durchschnittlichen Wärmemengen in den Grenzen der Messungenauigkeit im Vergleich zu den aus der Ratengleichung generierten Wärme. Es ist zu erkennen, dass die den Ratengleichungen entnommenen Werte innerhalb der Fehlergrenzen der thermischen Messung liegen und die Absolutwerte nahezu linear ansteigen. Darüber hinaus ist die Differenz zwischen der Simulation mit und ohne zusätzlicher Absorption von 8 dB/km dargestellt. Die Parallelität beider Kurven ist ein Indiz für eine zu vernachlässigende Wellenlängenunabhängigkeit des Verlustmechanismus und spricht gegen einen signifikanten Anteil durch PD hervorgerufene Wärme.

Die Modeninstabilitätsschwellen für den untersuchten Wellenlängenbereich von 1050 bis 1075 nm, können nach dem in Abschnitt 2.3.3 beschriebenen Verfahren gemessen und in Relation zur eingetragenen Wärme gesetzt werden. Das Parameterfeld wird darüber hinaus auf verschiedene Biegedurchmesser untersucht. Abbildung 3.11 zeigt die TMI-Schwellen in Abhängigkeit beider Größen.

Es ist zu erkennen, dass im Falle der untersuchten Faser kürzere Wellenlängen in der Tendenz, und unabhängig von der Faserbiegung, zu höheren TMI-Schwellen führen. Darüber hinaus wird die Modeninstabilitätsschwelle für kleinere Biegedurchmesser er-

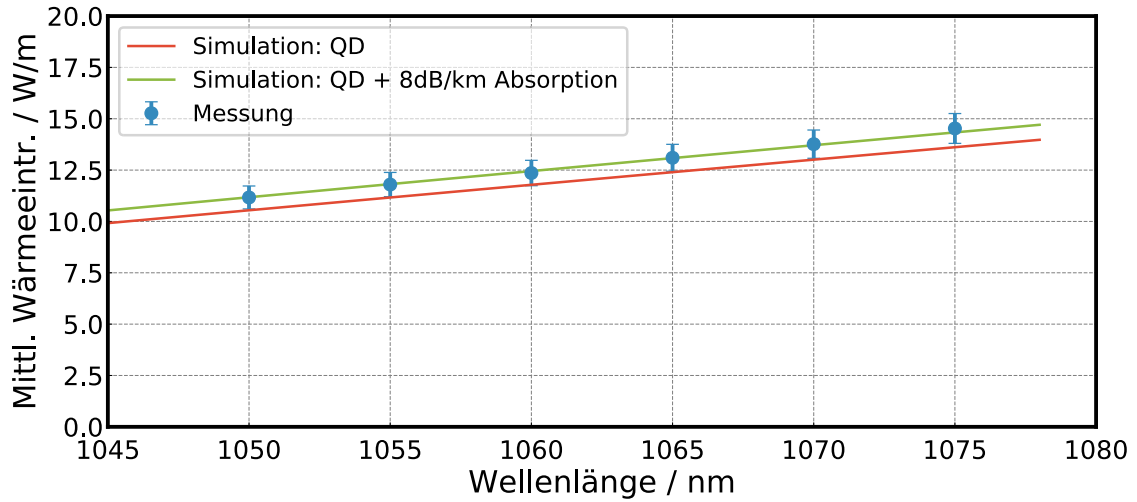


Abbildung 3.10: Spektrale Verteilung der mittleren thermischen Last mit und ohne Hintergrundverlust von 8 dB/km im Vergleich zu den gemessenen Werten.

höht. Die Korrelation der TMI-Schwelle mit der thermischen Last im Faserkern kann für alle drei untersuchten Biegedurchmesser mithilfe der Ratengleichungssimulation untersucht werden. Als Vergleichspunkt dient die aus den Temperaturmessungen berechnete, und zum jeweiligen Biegedurchmesser gehörige, durchschnittliche bzw. maximale thermische Last. Die Signalwellenlänge wird in der Simulation definiert verändert und die Pumpleistung sukzessive erhöht, bis die Werte der thermischen Last den zuvor ermittelten Wert bei 1075 nm erreicht. Die zu diesem Pumpleistungswert errechnete Ausgangsleistung ist für die durchschnittliche und die maximale thermische Last in Abb. 3.11 dargestellt. Auch wenn die thermische Last keine fundamentale Konstante zur Bestimmung der TMI-Schwelle dieser oder anderer Fasern repräsentiert, ist sie eine valide Größe für den jeweiligen Biegedurchmesser und die hier gegebene Auslegung des Verstärkers. Die Schwellwerte der TMI stimmen im Rahmen der Fehlertoleranz mit den aus den thermischen Messungen, und der darauf basierten Ratengleichungssimulation, überein [25].

Da die thermische Last aufgrund der veränderten Führungseigenschaften des Kerns infolge einer Änderung des Biegedurchmessers ebenfalls einer Veränderung unterliegen kann, wird die thermische Last bei gleicher Pumpleistung und konstanter Signalwellenlänge auch in Abhängigkeit des Biegedurchmessers untersucht. Wie in Abb. 3.12

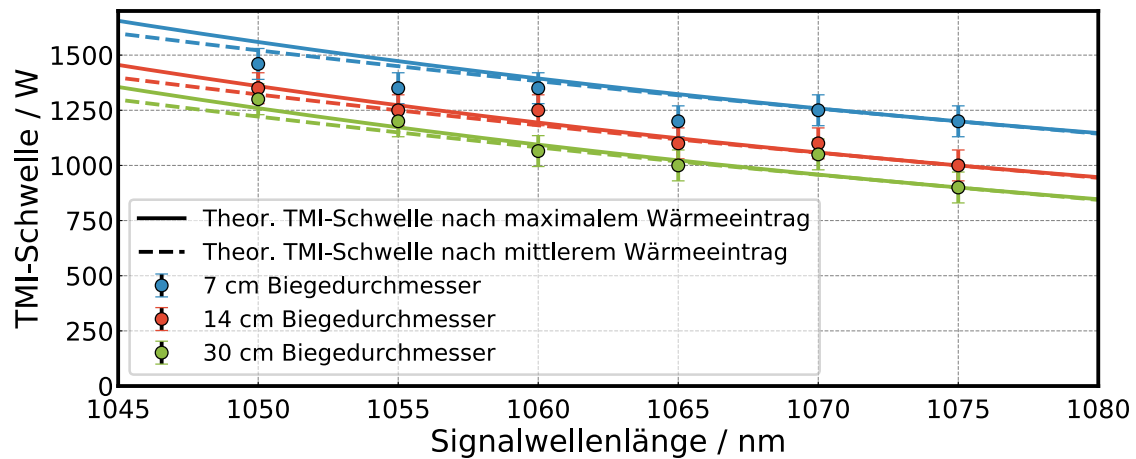


Abbildung 3.11: TMI-Schwelle in Abhängigkeit von der Seedwellenlänge und dem Biegeradius der Verstärkerfaser im Vergleich zum theoretischen konstanten maximalen und durchschnittlichen Wärmeeintrags.

dargestellt, ist die Verteilung der thermischen Last in dieser Faser, im Rahmen der untersuchten Radien, unabhängig von der Faserbiegung.

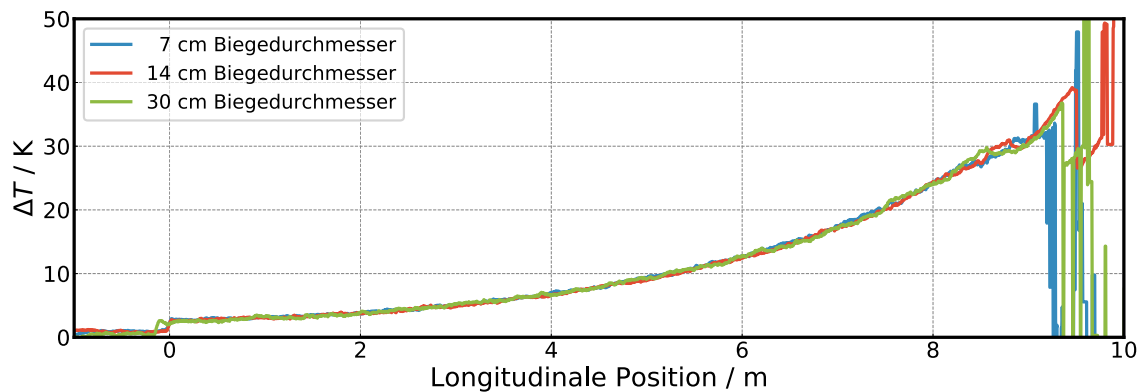


Abbildung 3.12: Thermische Last für drei verschiedene Biegeradien der Faser bei identischer Pumpleistung und Signalwellenlänge.

In der Folge können die Parameter Faserbiegung und thermische Last wie beschrieben und weitgehend unabhängig voneinander untersucht werden.

Inwiefern darüber hinaus die TMI-Schwelle von der Faserbiegung beeinflusst wird, hängt wesentlich von der Veränderung der Führungseigenschaft und somit vom individuellen Brechungsindexprofil der Faser ab [64]. Aus diesem Grund kann von den

TMI-Eigenschaften der hier untersuchten Fasern nicht auf alle Brechungsindexprofile geschlossen werden. Werden die Führungseigenschaften für Moden höherer Ordnung nicht signifikant durch die Biegung beeinflusst, kann eine Verringerung des Biegedurchmessers auch zu einer Verringerung der TMI-Schwelle führen. Das Beispiel der in Abb. 3.14 dargestellten TMI-Schwellen für eine LFM¹³-Faser mit dem in Abb. 3.13 abgebildeten Brechzahlprofil stützt diese Aussage. In der Folge der Indexerhöhungen am Kernrand lokalisieren HOM auch bei kleinen Biegedurchmessern.

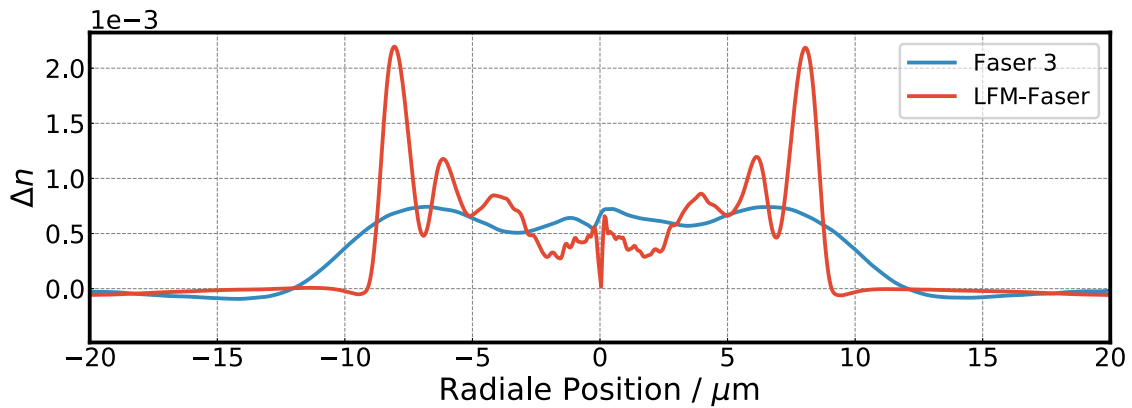


Abbildung 3.13: Brechungsindexprofil einer sogenannten LFM-Faser im Vergleich zu Faser3.

Die in diesem Abschnitt dargestellte *in situ*-Methode der Temperaturmessung ermöglicht einen Einblick in die longitudinale Temperatur- und Wärmeeintragsverteilung und eröffnet neue Möglichkeiten zur Charakterisierung von Faserverstärkern, -oszillatoren und -komponenten während des Verstärkerbetriebes. Die aus der Temperaturverteilung ermittelten Wärmewerte können mit einer Ratengleichungssimulation analysiert und auf die zusätzlich gemessenen TMI-Schwellwerte bezogen werden [25]. Die theoretischen, aus der Extrapolation der gemessenen thermischen Last ermittelten TMI-Schwellen, stimmen mit den gemessenen Schwellen überein.

3.5.2 Anpassung der Systemparameter Faserlänge und Pumpwellenlänge

Eine weitere Möglichkeit die differentielle thermische Last zu verändern, die im vorangegangenen Abschnitt untersucht wurde, ist die Änderung der Absorptionslänge (vgl.

¹³LFM, von engl. *Large Flattened Mode*

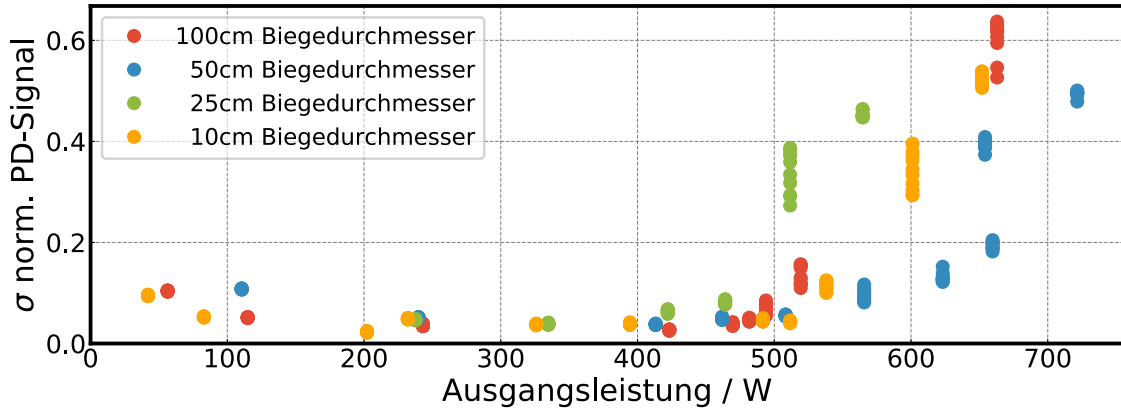


Abbildung 3.14: TMI Schwellen in Abhängigkeit vom Biegedurchmesser der Faser.

Abschnitt 2.3.2). Wenn die Pumpwellenlänge und die Seedcharakteristik beibehalten werden und die ursprüngliche Faserlänge für die Absorption von 95% der Pumpleistung ausgelegt war, kann die tatsächliche Absorptionslänge durch eine Verringerung der Faserlänge reduziert werden. Errechnet man aus den in Abb. 3.4 dargestellten Temperaturkurven die jeweilige durchschnittliche thermische Last, so lässt sich diese über der gemessenen Ausgangsleistung auftragen. Abb. 3.15 zeigt den Verlauf für die bisher verwendete Faserlänge von 10 m im Vergleich zu signifikant eingekürzten 5,9 m. Der Verlauf beider Kurven ist annähernd linear. Im Gegensatz dazu, zeigt der Anstieg beider Kurven einen deutlichen Unterschied. Während bei einer Ausgangsleistung von 500 W bei 10 m eine thermische Last von 5,8 W/m erreicht ist, beträgt der Wert bei 5,9 m Faserlänge etwa 8,5 W/m und liegt damit annähernd 50 % darüber.

Zusätzlich zur thermischen Last sind die Modeninstabilitätsschwellen beider Fasern bei gleichem Biegeradius und gleicher Wellenlänge eingetragen. In beiden Fällen liegt die thermische Last bei ca. 8,0 W/m. Trägt man statt der durchschnittlichen differentiellen Last den durchschnittlichen absoluten Wärmeeintrag

$$Q_{\Sigma} \approx Q_{\emptyset} \cdot L_{\text{faser}} \quad (3.2)$$

mit der jeweiligen Faserlänge L_{Faser} auf, liegen beide Kurven annähernd auf einer Geraden. Das ist ein weiterer Nachweis dafür, dass Q_{QD} als einziger Anteil signifikant zur Gesamtwärme beiträgt. Andernfalls ergäben sich keine Geraden derselben Steigung.

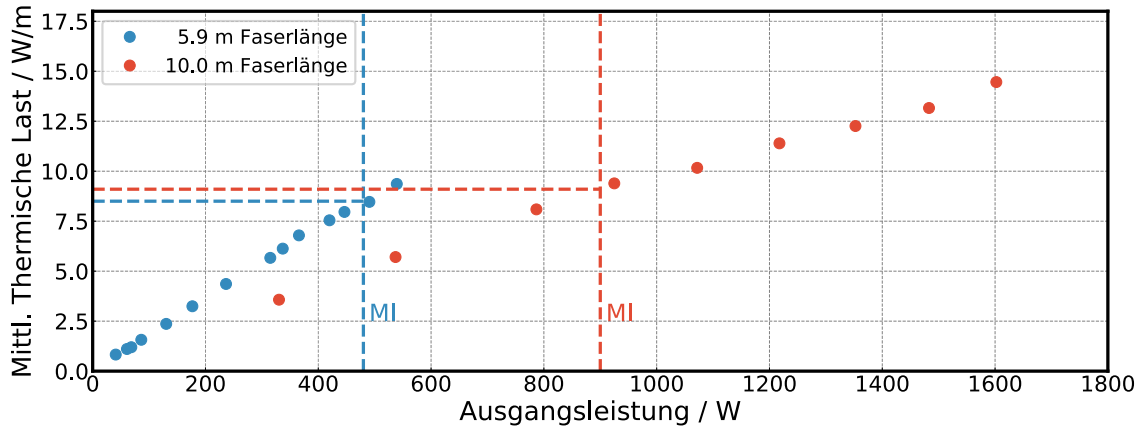


Abbildung 3.15: Durchschnittliche, differentielle thermische Last in Abhängigkeit von der Ausgangsleistung des Faserverstärkers und TMI-Schwellen beider Fasern bei gleicher Biegung und Seedwellenlänge.

Abbildung 3.16 zeigt den Verlauf für beide Fasern.

Im nächsten Teil der Untersuchung wird die Absorptionslänge durch die Pumpwellenlänge λ_{pump} verändert. Die Yb-dotierte Faser ist vom Typ *nufern 20/400*, mit einer ähnlichen Kern-NA von 0,06 wie die Faser vom Typ *25/400 Gen9*, aber mit $5\text{ }\mu\text{m}$ kleinerem Kern und einem resultierenden Modenfelddurchmesser von $17,6\text{ }\mu\text{m}$ und einer Modenfeldfläche von $240\text{ }\mu\text{m}^2$ [26]. Tabelle 3.5.2 zeigt die wesentlichen Kenngrößen der Faser.

Ein 13 m Stück der Faser wird in den Hochleistungsaufbau integriert. Die Modenin-

Tabelle 3.5.2: Konstante experimentelle Parameter

Parameter	Einheit	Wert
Signalwellenlänge	nm	1067
Signal-Linienbreite	pm	180
Pumpwellenlänge	nm	976
Yb ₂ O ₃ -Konzentration	mol%	0,12
Yb ³⁺ -Konzentration	/ m ³	$5,5 \cdot 10^{25}$

stabilitätsschwellmessung wird zunächst hinsichtlich des Biegedurchmessers optimiert. Wie in Abb. 3.17 dargestellt, kann die TMI-Schwelle bei einer Verringerung des Biegedurchmessers von 60 cm auf 14 cm von 800 W auf 2,2 kW erhöht werden [26].

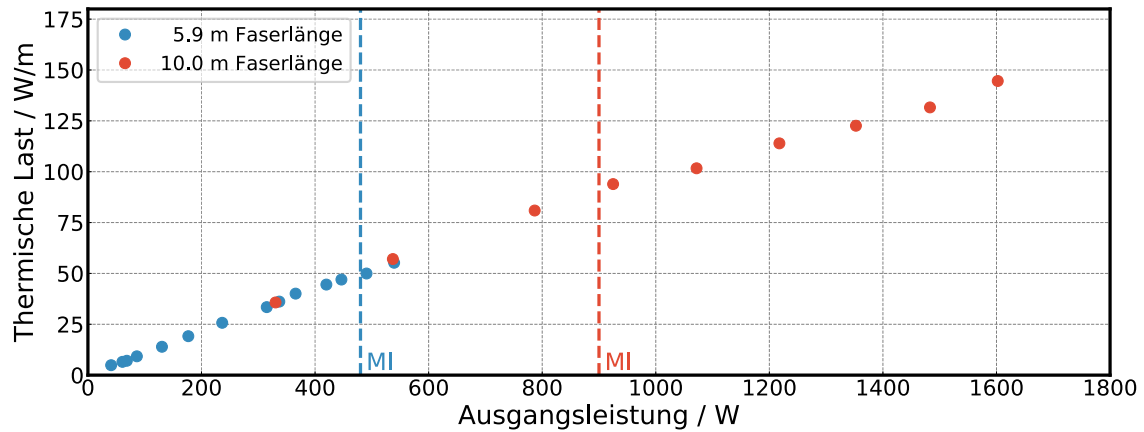


Abbildung 3.16: Durchschnittliche gesamte in die Faser eingetragene thermische Last in Abhängigkeit von der Ausgangsleistung des Faserverstärkers und TMI-Schwellen beider Fasern bei gleicher Biegung und Seedwellenlänge.

Im nächsten Teilerperiment wird das Faserstück durch ein anderes, 30 m langes, Stück ersetzt. Unter Beibehaltung der Pumpwellenlänge bei 976 nm, kann die Ausgangsleistung nur unwesentlich von 2,2 auf 2,3 kW erhöht werden, ehe erneut die TMI-Schwelle erreicht wird. Wird jedoch die Pumpwellenlänge von 976 nm zu 980 nm verschoben, so verlängert sich die Absorptionslänge für 95 % der Pumpleistung von 9,7 m auf 15,1 m um über 50 %. In der Folge sinkt die thermische Last in der Faser und die Modeninstabilitätsschwelle wird erst bei 2,9 kW erreicht. Im Gegensatz zur in Referenz [116] publizierten direkten Abhängigkeit der TMI-Schwelle von der Pumpwellenlänge, kann hier eine Korrelation mit der thermischen Last gezeigt werden [26]. Tabelle 3.5.3 stellt die Absorptionslängen und die ermittelte thermische Last für 3 in Abb. 3.17 dargestellte Fälle gegenüber. Unterschieden werden dabei die thermische Last in der errechneten Absorptionslänge für 95% Pumpabsorption und die maximale thermische Last. Das Resultat der Untersuchung bestätigt die bereits in Abschnitt 3.5.1 für die Faser *nufern 25/400 Gen8* festgestellte Aussage, dass sich die TMI-Schwelle durch eine Veränderung der Biegung unabhängig von der thermischen Last verschiebt. Im Gegensatz dazu, skaliert die TMI-Schwelle bei konstanter Biegung mit der thermischen Last. Im in Tabelle 3.5.3 gezeigten Beispiel, wird die TMI-Schwelle für die letzten drei Parametersätze bei einer vergleichbaren maximalen thermischen Last erreicht. Dieses Resultat bestätigt die in Ref. [96] postulierte Aussage, dass die TMI-Schwelle aufgrund der Verteilung

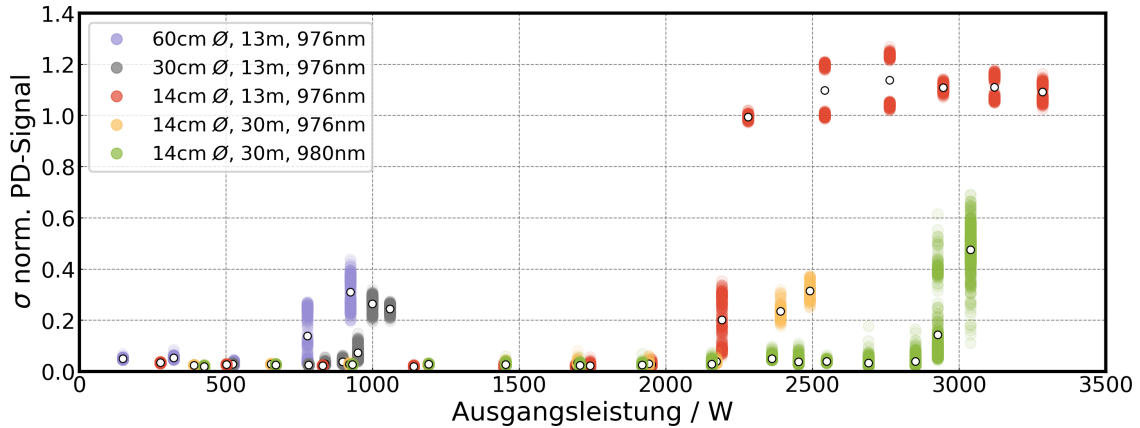


Abbildung 3.17: Standardabweichung des normierten PD-Signals für verschiedene experimentelle Parameter.

Tabelle 3.5.3: Charakteristik *nufern 20/400 Gen9* in verschiedenen Konfigurationen an der TMI-Schwelle.

$L_{\text{Faser}} / \text{m}$	$\varnothing_{\text{Biegung}} / \text{m}$	$\lambda_{\text{pump}} / \text{nm}$	$P_{\text{TMI}} / \text{kW}$	$L_{\text{Abs. 95\%}}$	$Q_{\varnothing L95}$	Q_{max}
13,0	0,60	976	0,8	9,7	8,4	20,0
13,0	0,30	976	1,0	9,7	10,0	30,0
13,0	0,14	976	2,2	9,7	22,8	74,0
30,0	0,14	976	2,3	9,7	24,4	77,1
30,0	0,14	980	3,0	15,1	19,1	77,3

der thermischen Last durch die Absorptionslänge bestimmt wird und nicht pauschal durch Pumpwellenlänge oder Faserlänge determiniert ist. In der Folge müssen beide Größen betrachtet werden, wenn eine Veränderung der TMI-Schwelle diskutiert wird. Die im Experiment erreichte stabile Ausgangsleistung von 2,9kW stellt darüber hinaus einen Leistungsrekord aus diesem Fasertyp dar [26].

3.5.3 Spektrale Breite und Stimulierte Brillouinstreuung

Die im vorangegangenen Abschnitt 3.5.2 beschriebene Verstärker- und Faserkonfiguration eines 30m Stückes *nufern 20/400 Gen9*, erreicht beim höchsten gemessenen Leistungswert von 3,1kW neben der bereits überschrittenen TMI-Schwelle ebenfalls die SBS-Schwelle. In der Literatur wird neben thermischer Last und Modeninhalt auch ein Zusammenhang der TMI-Schwelle mit dem Auftreten von SBS postuliert [115].

Die in Abschnitt 2 beschriebene Phasenmodulation ermöglicht eine Verschiebung der SBS-Schwelle durch eine spektrale Verbreiterung. Die Hinzunahme einer zweiten fasergekoppelten ECDL-Quelle mit anschließender Verbreiterung ermöglicht eine weitere spektrale Aufteilung des Signals durch SPM [132, 133]. Abbildung 3.18 zeigt die Standardabweichung des mit der PD gemessene Ausgangssignals des Verstärkers für beide Seedquellen-Varianten.

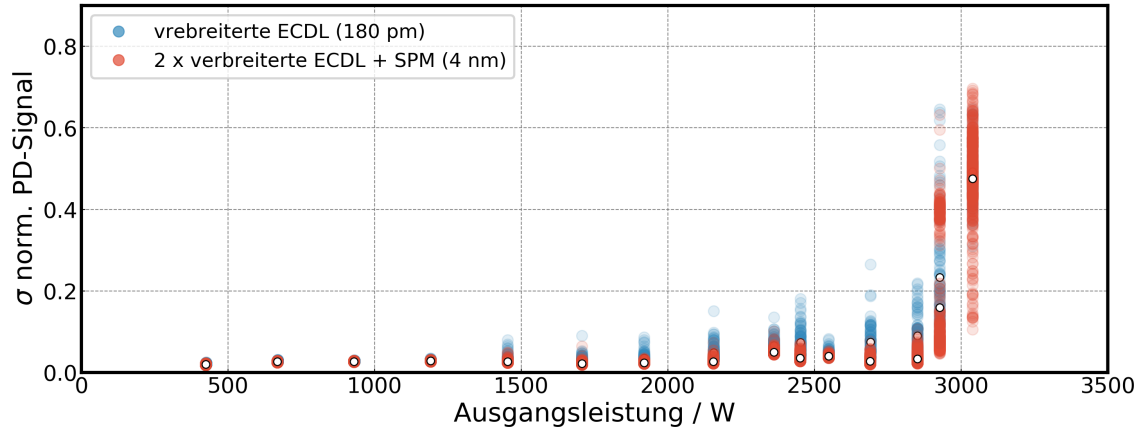


Abbildung 3.18: Standardabweichung des normierten PD-Signals für verschiedene Seed-Quellen.

Im Vergleich zeigt sich, dass die TMI-Schwelle von der Verbreiterung nicht signifikant beeinflusst wird und in beiden Fällen bei ca. 2,9 kW liegt. Die SBS-Schwelle wird im breitbandigen Fall nicht erreicht. TMI-Schwelle und SBS-Schwelle skalieren nicht gemeinsam. Aufgrund der Pumplimitation kann die SBS-Schwelle für den breitbandigen Fall nicht detektiert werden. Die SBS-Schwelle verschiebt sich unabhängig von der TMI-Schwelle [26].

3.5.4 Führungseigenschaften des Faserkerns und thermische Last

In diesem Abschnitt werden systematisch die Führungseigenschaften und die thermische Last in drei verschiedenen Verstärkerfasern verändert, um die Auswirkungen auf die TMI-Schwelle zu untersuchen. In der Vergangenheit wurde der Einfluss beider Parameter als signifikant identifiziert [87, 107]. Die Preformen der untersuchten Fasern werden mithilfe des sogenannten MCVD¹⁴-Verfahrens hergestellt. Zu diesem Zweck

¹⁴MCVD, von engl. *Modified Chemical Vapor Deposition*

werden gezielt die Kern-NA bzw. der Kerndurchmesser von der ersten zur zweiten und dritten Faser variiert. Die thermische Last kann mithilfe der Faserlänge verändert werden, da sich die longitudinale Leistungsverteilung in der Faser abhängig von der Länge ändert.

Darüber hinaus werden in diesem Teil der Untersuchung der Parameter die Leistung, die Wellenlänge und die spektrale Breite des Signals konstant gehalten, während die physikalische oder technische Begrenzung der Ausgangsleistung der Fasern untersucht wird [27]. Zur Zeit der Untersuchung, waren kommerzielle Yb-dotierte Hochleistungsfasern mit NA 0,06 und einem Kerndurchmesser von $20\text{ }\mu\text{m}$ typischerweise oberhalb von 2 kW Ausgangsleistung durch NLE, im speziellen SBS begrenzt [120]. Aus diesem Grund wird als Ausgangspunkt der Untersuchungen eine Faserpreform mit einer Kern-NA von 0.042 produziert. Die verringerte NA erlaubt einen grundmodigen Betrieb bei wesentlich größerer Kerngröße. Wie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben, führt eine erhöhte Kernfläche zur Verringerung der maximalen Intensität und in der Folge zur Verschiebung der SBS-Schwelle zu höheren Leistungen. Zum Erreichen der niedrigen Kern-NA wurde die Yb-Konzentration mit 0,09 mol%, im Gegensatz zur kommerziellen Vergleichsfaser *nufern 20/400 Gen8*, um 30 % verringert. In der Folge reduziert sich die differentielle thermische Last durch die erhöhte Absorptionslänge. Die Faser wurde auf einen Kerndurchmesser von $24,5\text{ }\mu\text{m}$ und einen Pumpkerndurchmesser von $500\text{ }\mu\text{m}$ gezogen. Oberhalb von $450\text{ }\mu\text{m}$ wird bei einer Pumpkern-NA von 0,44 eine hohe Effizienz der Pumpleistungsüberkopplung erreicht.

Tabelle 3.5.4 fasst die experimentellen Rahmenbedingungen zusammen. Der Verstärker-

Tabelle 3.5.4: Konstante experimentelle Parameter

Parameter	Einheit	Wert
Signalwellenlänge	nm	1067
Signal-Linienbreite	pm	180
Pumpwellenlänge	nm	976
Yb ₂ O ₃ -Konzentration	mol%	0,09
Yb ³⁺ -Konzentration	/m ³	$3,9 \cdot 10^{25}$

aufbau entspricht der in Abb. 2.2 dargestellt, bereits beschriebenen Konfiguration. Bei einer Faserlänge von 18 m und einem Biegedurchmesser von einem Meter liegt die Modeninstabilitätsschwelle bei einem kW. Wird der Biegedurchmesser auf die Hälfte

reduziert, so erhöht sich die TMI-Schwelle auf 1.3kW. Eine Verlängerung der Faser auf 30 m bei einem Meter Biegedurchmesser erhöht die TMI-Schwelle signifikant auf mehr als 1.6 kW, der Zerstörschwelle der Faser im durchgeführten Experiment.

Ausgehend vom beschriebenen Resultat werden zwei weitere Fasern gezogen. Faser № 2 hat im Vergleich zu Faser № 1 einen auf von $22,0\mu\text{m}$ reduzierten Kerndurchmesser. Das Flächenverhältnis zwischen Kern- und Pumpkern und die Faserlänge von 30 m bleibt bestehen. Bei Faser № 3 wurde nur die Kern-NA auf 0,04 reduziert.

Für Faser № 2 ergibt sich eine Begrenzung durch SBS bei 2,7 kW Ausgangsleistung. Die verringerte Kernfläche hebt die TMI-Schwelle unter den gegebenen Bedingungen über die SBS-Schwelle.

Faser № 3 hingegen zeigt bei 30 m Länge und einer Ausgangsleistung von 3 kW keine NLE und auch die TMI-Schwelle wird nicht erreicht. Um einen Vergleich zur TMI-Schwelle von Faser № 1 anzustellen, kann für Faser 3 bei einer Faserlänge von 18 m auch bei der Zerstörungsschwelle von 2,3 kW keine Begrenzung durch TMI festgestellt werden. Tabelle 3.5.5 fasst die experimentellen Ergebnisse zusammen.

Tabelle 3.5.5: Faserparameter Niedrig-NA Fasern bis 3 kW Ausgangsleistung.

Faser №	1						
	2						
	3						
Kerndurchmesser / μm	24,5						
Yb ₂ O ₃ -Konzentration / mol%	0,09						
Yb ³⁺ -Konzentration / 1/m ³	$3,9 \cdot 10^{25}$						
Manteldurchmesser / μm	500,0						
NA	0,042						
MFA LP ₀₁ / μm^2	323						
Faserlänge / m	18,00	18,00	30,00	30,00	30,00	18,00	
Biegedurchmesser / m	1,0	0,5	1,0	1,0	1,0	1,0	
Ausgangsleistung / kW	1,0	1,3	1,6	2,7	3,0	2,3	
Limitation	TMI	TMI	X ¹	NLE	PPL ²	X	

¹ Zerstörschwelle; ² Limitiert durch die verfügbare Pumpleistung

Sowohl die Verringerung der NA als auch die Verkleinerung des Kerndurchmessers erhöhen im Falle der untersuchten Fasern die TMI-Schwelle. Für Faser № 3 gilt diese

Aussage in besonderem Maße, da die Absorptionslänge in der Faser aufgrund des erhöhten Flächenverhältnisses Γ_p verringert wurde und sich die differentielle thermische Last in der Folge erhöht.

Die Gegenüberstellung in Tabelle 3.5.5 zeigt, dass die aus den Brechungsindexprofilen der Fasern errechneten Modenfeldflächen nicht als alleiniger Parameter zur Abschätzung der TMI-Schwelle herangezogen werden können. Der Einfluss der Faserbiegung lässt sich experimentell untersuchen, wohingegen der Einfluss der thermischen Last hier nur numerisch abgeschätzt werden kann. Abbildung 3.19 (a) zeigt die Brechungsindexprofile der untersuchten Fasern im Vergleich. Durch eine sogenannte S^2 -Messung können die Anteile höherer Moden und deren durch den effektiven Index bedingte zeitliche Verschiebung abgeschätzt werden. In Abb. 3.19 (b) sind die relativen Leistungsanteile im Vergleich zur Grundmode dargestellt [151]. Für einen Biegedurchmesser von einem halben Meter ist der Leistungsanteil der LP_{11} -Mode in Faser № 1 signifikant und wird erst bei einem Biegedurchmesser von 0,3 m deutlich reduziert. Bei diesem Biegedurchmesser ist keine effiziente Verstärkung mehr möglich, wie durch einen zusätzlichen Versuch gezeigt werden konnte [27].

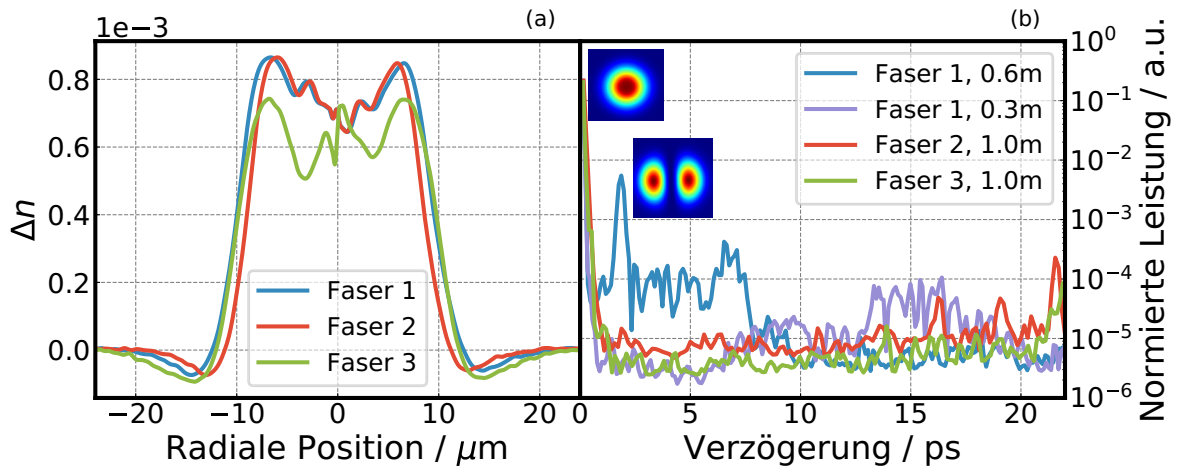


Abbildung 3.19: (a) Brechungsindexprofile der untersuchten Fasern 1, 2 und 3. (b) Zeitliche Differenz der Leistungsanteile im Faserkern im kalten Zustand für die 3 Fasern bei unterschiedlichen Biegedurchmessern.

Die S^2 -Messungen zu Faser 2 und 3 zeigen einen im Vergleich zu Faser 1 deutlich reduzierten Anteil der HOM, obwohl der Biegedurchmesser mit einem Meter wesentlich größer ist, eine Folge der reduzierten Führung.

Die an den drei Fasern durchgeführte Untersuchung zeigt ungeachtet der thermischen Veränderung des Brechungsindex, dass eine Reduktion des Anteils der höheren Moden durch Verringerung des Kerndurchmessers oder der NA einen signifikanten Einfluss auf die TMI-Schwelle hat. Ist die Faser definiert und gezogen, so kann über die Biegung Einfluss auf die TMI-Schwelle genommen werden. Neben der thermischen Last und der der Faser aufgeprägten Biegung, sind die NA und der Kerndurchmesser bzw. das Brechungsindexprofil wesentliche Parameter zur Optimierung der TMI-Schwelle.

4 Optimierung der Faser- und Experimentalparameter zur Leistungsskalierung

Vor dem Hintergrund der gerade bei kurzen und mit hoher Yb-Konzentration dotierten Verstärkerfasern begrenzenden Eigenschaft, sind TMI die wesentliche Limitierung der Ausgangsleistung Yb-basierter Faserverstärker. Aufgrund der zum Auftreten des Energieübertrages notwendigen Bedingung der Phasenverschiebung zwischen Modeninterferenz- und Brechungsindexgitter im Faserverstärker, lässt sich das Auftreten von TMI mithilfe aktiver Störung des ursächlichen Interferenzgitters unterdrücken [104,113]. Aktive Signal- oder Pumpmodulation erfordert jedoch den Einsatz einer Regelungstechnik, die die Komplexität des Gesamtsystems erhöht. Im Gegensatz dazu stellen passive Ansätze zur Unterdrückung von TMI hohe Anforderungen an die Faserfertigung und die Umgebungsbedingungen [27,107].

In diesem Kapitel sollen passive Strategien zur Verringerung der differentiellen thermischen Last, sowie zur Optimierung der Faserbiegung diskutiert werden. Darüber hinaus soll auf der Grundlage der bekannten Größen Wärmeeintrag und Biegung, eine vereinfachte Abschätzung der untersuchten Fasern durchgeführt und daraus ein Indexprofil abgeleitet werden, das unter den optimierten Bedingungen eine grundmodige und zeitlich stabile Ausgangsleistung von mehr als 3 kW ermöglicht.

In Abschnitt 4.1 wird unter Berücksichtigung der Parameter Dotierungskonzentration, Photodarkening, Faserlänge und thermischer Last die Auslegung von Yb-dotierten Fasern für den Hochleistungsverstärkerbetrieb diskutiert. Im Anschluss dazu wird in Abschnitt 4.2 diskutiert, wie der Einfluss der Faserbiegung für bekannte Brechungsindexprofile abgeschätzt und verglichen werden kann. Im Anschluss wird in Abschnitt 4.3 eine vereinfachte Approximation der TMI-Schwelle vorgestellt und aus den in Kapitel 3 gemachten Untersuchungsergebnissen ein Kernindexprofil abgeleitet, dass für den Verstärkerbetrieb oberhalb von 4 kW Ausgangsleistung geeignet ist.

4.1 Dotierungskonzentration, Photodarkening, Faserlänge und thermische Last

Wie in Kapitel 3 untersucht, kann die TMI-Schwelle erhöht werden, wenn Pump- und Signalwellenlänge des Verstärkersystems so angepasst werden, dass die differentielle

thermische Last sinkt. Zum einen beeinflusst der Quantendefekt den Wärmeeintrag pro Photon und zum anderen ändert sich aufgrund der wellenlängenabhängigen Wirkungsquerschnitte des Yb^{3+} -Ions in der Glasmatrix die Absorptionslänge der Faser in Abhängigkeit von der Pumpwellenlänge. In der Folge wird der volumetrische Wärmeeintrag geringer und die TMI-Schwelle erhöht sich. Abbildung 4.1 zeigt, wie sich die Schwelle relativ zur Zentralwellenlänge ändert, wenn man ausschließlich den Wärmeeintrag im Faserkern zugrunde legt.

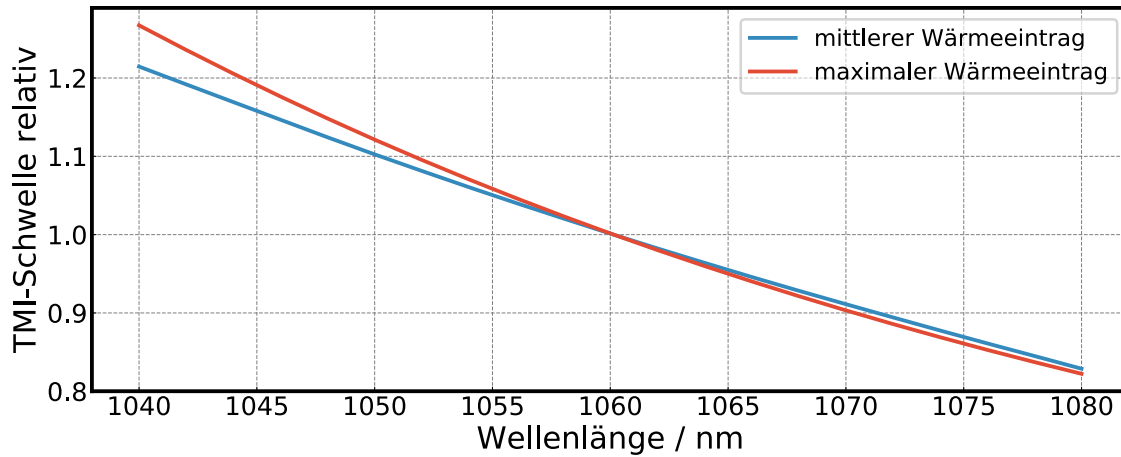


Abbildung 4.1: Auf der thermischen Last basierende theoretische Veränderung der TMI-Schwelle bei Veränderung der Signalwellenlänge mit 1060 nm als Ausgangspunkt.

Die Faserlänge ist aufgrund NLE nach oben begrenzt. Darüber hinaus ist eine effiziente Verstärkung je nach Dotierungskonzentration und Kerngröße nur in einem bestimmten Wellenlängenband möglich, da sich der wellenlängenabhängige Verstärkungskoeffizient aufgrund der Reabsorption ändert [14, 152]. Innerhalb dieses Verstärkungsbandes ändert sich die TMI-Schwelle zwar signifikant mit der Wellenlänge, wie in Abb. 3.11 und 4.1 dargestellt, der Einfluss erreicht aber mit maximal 25 % innerhalb der untersuchten Verstärkungsbandbreite von Yb nicht die Größenordnung einer Skalierung der Faserparameter wie Biegung oder Dotierungskonzentration [25]. Auch die Absorptionlänge lässt sich ohne eine Änderung der Pumpwellenlänge über die Dotierungskonzentration und das Flächenverhältnis Γ_p anpassen. Darüber hinaus sind Pumpquellen beliebiger Strahlqualität und Pumpwellenlänge nicht beliebig verfügbar.

In der Folge spielt die Auswahl der Faserparameter eine wesentliche Rolle für die

TMI-Schwelle des Verstärkersystems. Da PD nach Gl.2.36 quadratisch mit der Dotierungskonzentration skaliert und für die hier untersuchten *nufern*-Fasern mit einer Dotierungskonzentration von $5,5 \cdot 10^{25} / \text{m}^3$ nur vernachlässigbaren Einfluss auf die thermische Last hat, ist der Einfluss gegenüber der durch den QD induzierten Wärme auch für die mit $3,9 \cdot 10^{25} / \text{m}^3$ 30 % niedriger dotierten Fasern aus interner Herstellung als sehr niedrig anzunehmen und kann im Gegensatz zum PD in hochdotierten LP-Fasern vernachlässigt werden [87]. Darüber hinaus bietet die Faserherstellung mit der Anpassung der Co-Dotanden einen Ansatzpunkt, PD unter Berücksichtigung der Yb-Konzentration zu reduzieren [146, 153–156]. Dieser Einfluss wird im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht weiter untersucht.

Um die Absorptionslänge zu erhöhen, lässt sich die Yb-Dotierungskonzentration nach der vorhandenen Pumpquelle auslegen. Eine Ratengleichungssimulation erlaubt die Abschätzung der Faserlänge in Abhängigkeit der Yb-Konzentration. Der Manteldurchmesser wird dabei an die Strahleigenschaften der vorhandenen Pumpquelle und der Kerndurchmesser an die zuvor vermessene NA angepasst. Eine hohe Absorptionslänge ist für die Unterdrückung von TMI förderlich, führt jedoch in Abhängigkeit der Intensität und der Intensität der bereits in die Faser eingekoppelten Photonen im Raman-Verstärkungsband des Signals zum Auftreten von SRS. In Ref. [48] wird ein vereinfachtes Verfahren vorgeschlagen, die SRS-Schwelle in Abhängigkeit von der Faserlänge und der Dotierungskonzentration zu errechnen. Nach Ref. [48] lässt sich die Ramanschwelle für Wellenlängen am oberen Ende des Yb-Verstärkungsbandes für den gegenläufig gepumpten Verstärker in Abhängigkeit von der Dotierungskonzentration und der Faserlänge mit

$$P_{\text{schwell}} \approx \frac{\left(\frac{16A_{\text{eff}}}{g_R L} - P_{s0} \right) \cdot L \cdot \alpha_s}{\left[\frac{\alpha_s}{\zeta} \cdot (\exp(\zeta \cdot L) - 1) + (\exp(-\alpha_s L) - 1) \right] \cdot \exp(-\zeta \cdot L)} \quad (4.1)$$

mit der Hintergrundabsorption des Signals α_s abschätzen. ζ setzt sich dabei aus den Yb-Wirkungsquerschnitten und dem Geometrieverhältnis Γ_p nach

$$\zeta = -\Gamma_p \cdot N \frac{(\sigma_s^{\text{em}} \sigma_p^{\text{abs}} - \sigma_s^{\text{abs}} \sigma_p^{\text{em}})}{\sigma_s^{\text{em}} + \sigma_s^{\text{abs}}} \quad (4.2)$$

zusammen. Auf der Grundlage der Geometrie von Faser №3, ergibt sich aus Gl.4.1

die in Abb. 4.2 dargestellte Verteilung der SRS-Schwelle in Abhängigkeit von Dotierungskonzentration und Faserlänge. Dabei wird deutlich, dass die Ramanschwelle zu kleineren Faserlängen steigt. Da Faserlänge und Yb-Konzentration aber nicht beliebig voneinander gewählt werden können, da eine ausreichende Absorption in der Faser gewährleistet sein muss um den Faserverstärker effizient zu betreiben, wird die Kleinsignalabsorption zum Vergleich herangezogen.

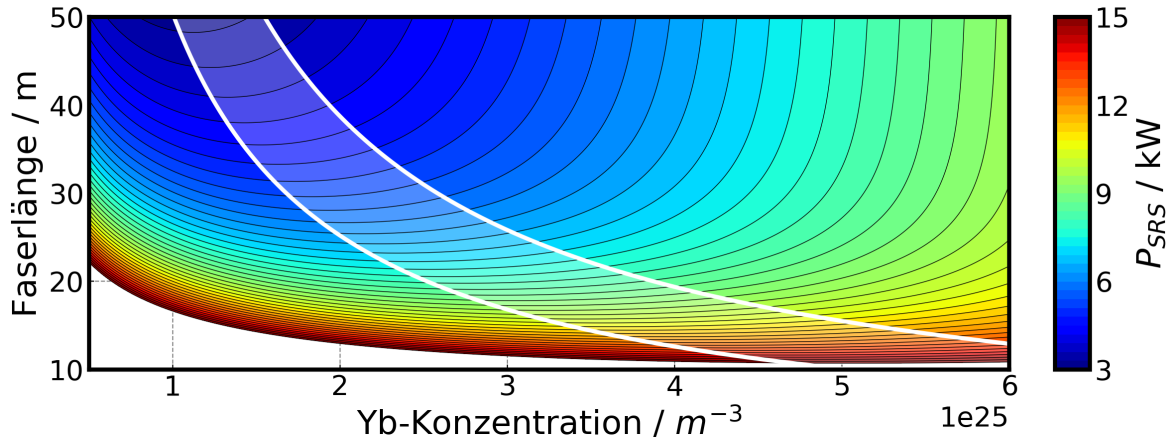


Abbildung 4.2: SRS-Schwelle in Abhängigkeit der Dotierungskonzentration und der Faserlänge für 976 nm Pumpwellenlänge nach [48]. Der eingezeichnete Korridor markiert den Konfigurationsbereich zwischen 95 % und 99 % Kleinsignalabsorption bei 976 nm.

Die beiden weißen Linien markieren den Korridor zwischen 95 % und 99 % erreichter Kleinsignalabsorption bei einer Pumpwellenlänge von 976 nm. Für die gegebene Yb-Konzentration von $3,9 \cdot 10^{25}/\text{m}^3$ ergibt sich für 99 % Kleinsignalabsorption eine Faserlänge von etwa 20 m, bei einer SRS-Schwelle von etwa 9 kW. Da sich die TMI-Schwelle derzeit nicht allein aus den Faserparametern bestimmen lässt, und die reale Absorption niedriger ist als die Kleinsignalabsorption, wird die Faserlänge mit 30 m veranschlagt. Die zu beiden Werten zugehörige SRS-Schwelle liegt nach Abb. 4.2 bei etwa 7 kW und damit ausreichend hoch, um die Ausgangsleistung im Rahmen der vorhandenen Pumpleistung zu skalieren.

Wird die TMI-Schwelle im gegenläufig gepumpten Fall überschritten und lässt sich nicht weiter durch die Faserbiegung optimieren, kann die Faserlänge unter Berücksichtigung der SRS Schwelle empirisch verlängert werden. Zunächst wird jedoch mit einer Länge von 30 m gerechnet.

4.2 Faserbiegung

Faserbiegung und thermische Last beeinflussen das Brechzahlprofil des Kerns und verändern die NA und die Führungseigenschaften des Kerns und in der Folge die TMI-Schwelle, wie in Abschnitt 3 untersucht wurde. Eine numerische Berechnung der Verstärkung einzelner Moden in der Faser ohne Wärmeeintrag ist daher nicht hinreichend, um eine Schwellwertprognose für TMI zu errechnen. Andererseits setzt eine detaillierte Beschreibung der Prozessdynamik und des Energieübertrages zwischen der Grundmode LP_{01} und den HOM eine rückgekoppelte numerische Simulation unter Berücksichtigung des ursprünglichen Wellenleiters, der thermischen Last in Abhängigkeit des Ortes und der Zeit, der Faserbiegung, der Polarisation des Kernlichtes, der thermischen Umgebungsbedingungen, der Modeninterferenz und des Spektrum des Lichtes voraus [67]. Die benötigte Rechenzeit limitiert die Auflösung und die Komplexität einer Simulation. In der Folge werden Vereinfachungen gemacht, die den Aufwand der Berechnungen reduzieren [67].

4.2.1 Grenzwellenlänge der LP_{11} am Beispiel einer Stufenindexfaser

Die Modeninstabilitätsschwelle ist durch das Auftreten der durch Modeninterferenz hervorgerufenen Brechungsindexmodifikationen und deren Rückkopplung auf die Propagation der Fasermoden determiniert. Da der Energieübertrag zwischen der Grundmode und den HOM voraussetzt, dass die Faser die höheren Moden führt, spielen die Führungseigenschaften der Faser im Betriebszustand eine entscheidende Rolle. Eine grundmodige Faser, deren Kern nur die LP_{01} führt, kann durch den thermisch hervorgerufenen Brechungsindexhub die Führungseigenschaften so verändern, dass auch höhere Moden geführt werden. Errechnet man nach [34] die Lösungen der Helmholtzgleichung (Gl. 2.4), erhält man sowohl die Feldverteilung der Moden des Kern-Bereichs als auch des Mantelbereichs der Faser. Ob eine Mode jedoch auch verstärkt wird, hängt darüber hinaus auch vom Flächenüberlapp der Moden-Intensitätsverteilung mit dem Yb-dotierten Kernbereich ab. So wird eine Mantelmode aufgrund des geringen Überlapps mit dem Kern nicht verstärkt, kann aber aufgrund eines Energieübertrages zwischen Kern und Mantel angeregt werden. Stellt man den Kernüberlapp der Moden in Abhängigkeit von der Wellenlänge für eine bei 1070 nm grundmodige Faser dar, ergibt sich der in Abb. 4.3 dargestellte Verlauf des Überlapps der Mode mit dem Yb-dotierten

Kernbereich.

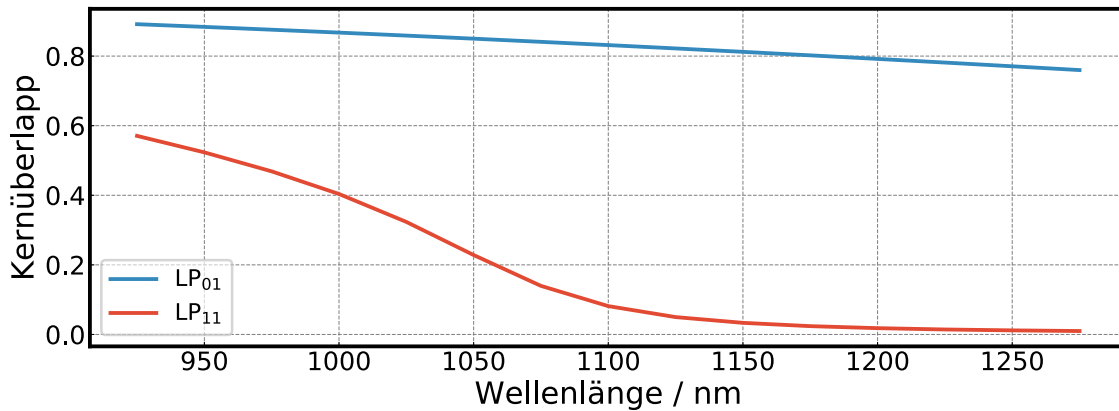


Abbildung 4.3: Kernüberlapp der Grundmode LP_{01} und der Mode der nächsten Ordnung LP_{11} am Beispiel einer idealen Stufenindexfaser mit $19\,\mu\text{m}$ Kerndurchmesser und NA 0,04.

Der Verlauf des Überlapps der Mode in Abb. 4.3 ist ein Maß für die Führungseigenschaften einer gerade gelegten, Faser ohne Temperaturgradienten. Die LP_{01} hat für den ganzen untersuchten Wellenlängenbereich zwischen 900 nm und 1300 nm einen sehr hohen Kernüberlapp von über 70 % der Fläche. Der sogenannte Cut-Off, der Wellenlänge bei der der Überlapp der Mode einen definierten Wert unterschreitet, lässt sich für die LP_{11} -Mode und für willkürlich gewählte 20% des Überlappmaximums bei 1070 nm feststellen. Diese Definition erlaubt es verschiedene Fasern voneinander abweichender Brechungsindexprofile, bei verschiedenem Wärmeeintrag und unterschiedlichen Biegegraden miteinander zu vergleichen. Im Falle von Few-Mode Fasern, deren Kerne mehr als zwei Moden mit einem Überlapp $> 20\%$ aufweisen ist dieser Vergleich nur bedingt geeignet. So zeigt Abb. 2.4 in Kapitel 2 die Überlappkurven drei verschiedener Fasern. Die Anzahl von Moden über LP_{11} hinaus und auftretendes sogenanntes *Anticrossing* oder *Avoided Crossing* verringert die Vergleichbarkeit der Führungseigenschaften verschiedener Fasern [157]. Deshalb werden in diesem Kapitel nur Vergleiche von Fasern angestellt, deren Cut-Off Wellenlänge der LP_{11} in der Größenordnung der Yb-Wirkungsquerschnitte liegt. Ein Wärmeeintrag im Kern verschiebt die Überlappkurve für eine Stufenindexfasern zu größeren Wellenlängen und erhöht in der Folge den Leistungsanteil der HOM, wenn es zu einer Verstärkung kommt. Abbildung 4.4 zeigt die Verschiebung der Überlappkurve der LP_{11} -Mode für die bereits in Abb. 4.3

dargestellte Stufenindexfaser für 10 und 50 W/m thermische Last im Faserkern.

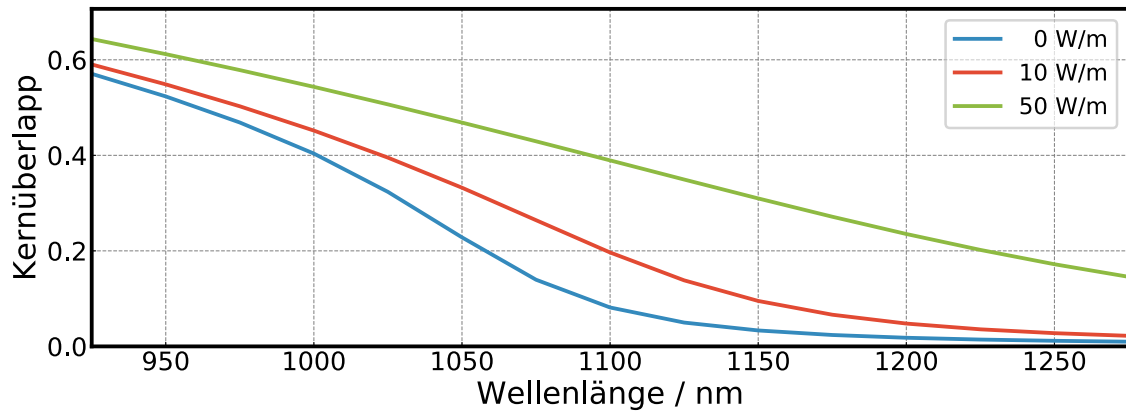


Abbildung 4.4: Verschiebung der LP_{11} Überlappkurve für 10 und 50 W/m Wärmeeintrag.

Wird der mit 50 W/m erwärmte Faser zusätzlich eine Biegung aufgeprägt, verschiebt sich im Falle der hier untersuchten Stufenindexfaser die Überlappkurve wieder zu kleineren Wellenlängen. Abbildung 4.5 zeigt diesen Fall am Beispiel der in den Abb. 2.4 und 4.4 beleuchteten Faser bei 120 bzw. 80 cm Biegedurchmesser. Die Grenzwellenlänge verschiebt sich dabei von 1230 nm auf 1070 nm bzw. 1000 nm.

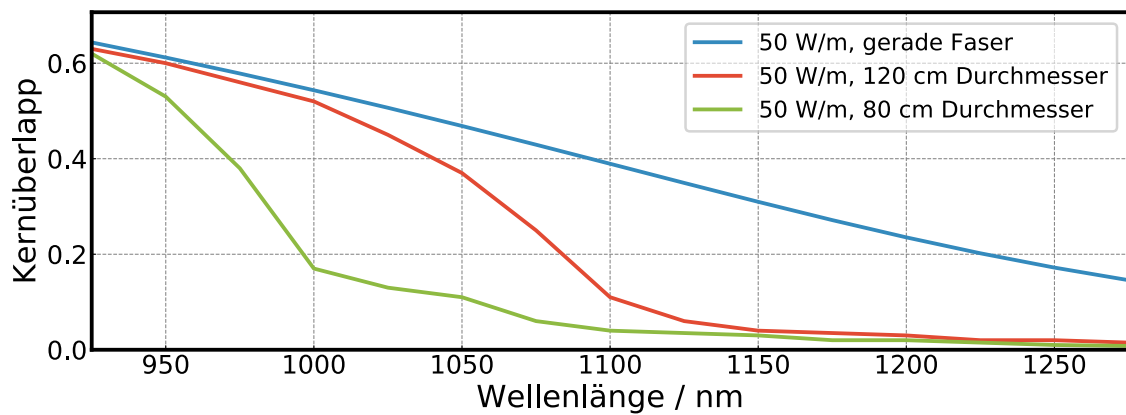


Abbildung 4.5: Verschiebung der LP_{11} -Überlappkurve bei 50 W/m thermischer Last für 120 und 80 cm Biegedurchmesser.

Berechnet man diese Grenzkurve für verschiedene Fasern, lässt sich ein Vergleich des aktuellen Betriebszustandes der Fasern anstellen. Dieser berücksichtigt sowohl das ma-

kroskopische, zweidimensionale Brechungsindexprofil des Kerns, die Biegung und die eingetragene Wärme. Die longitudinale Brechzahlvariation wird allerdings vernachlässigt. Im folgenden Abschnitt 4.2.2 werden die Grenzwellenlängen der in Abschnitt 3 untersuchten Fasern № 1 bis 3 diskutiert. In Abschnitt 4.3 wird dann ein zur Leistungskalierung geeignetes Faserkernindexprofil und dessen Dotierungsparameter abgeleitet, sowie eine Prognose zur Einstellung des Biegeradius gemacht.

4.2.2 Brechungsindexprofil und Biegung realer Fasern

Die in Kapitel 3 untersuchten Fasern niedriger NA mit den Bezeichnungen №1 bis 3 und deren Skalierung auf 3 kW Ausgangsleistung zeigen deren Hochleistungstauglichkeit. Im Gegensatz zu den ebenfalls untersuchten nufern-Fasern ist es nicht nötig, die Biegedurchmesser zu reduzieren oder die Absorptionslänge gezielt mit der Pumpwellenlänge einzustellen. Darüber hinaus führen die im Vergleich größeren Modenfeldflächen zu einer Erhöhung der nichtlinearen Schwellen.

Abb. 4.6 zeigt den Kernüberlapp der 3 untersuchten Fasern im Vergleich zueinander.

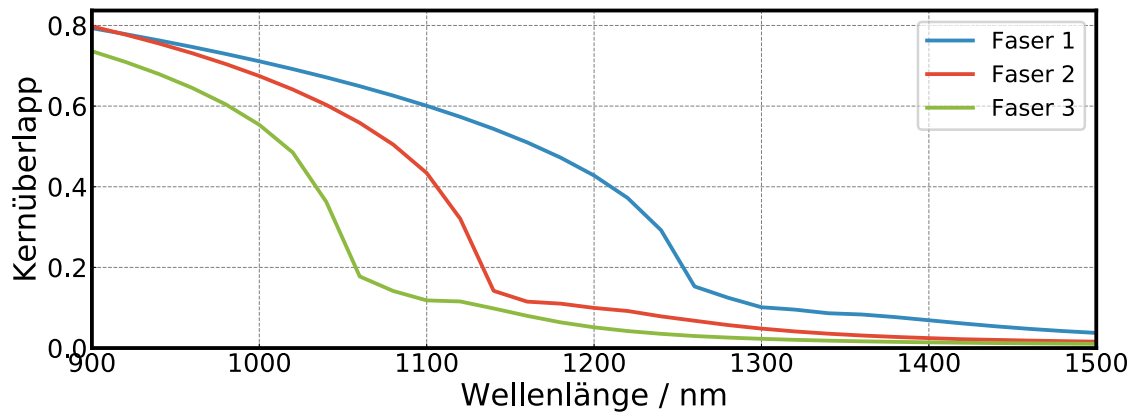


Abbildung 4.6: Verschiebung der Überlappkurve für die 3 in Abschnitt 3 untersuchten LMA-Fasern niedriger NA im geraden Zustand ohne Wärmeeintrag.

Im Vergleich fällt auf, dass Faser № 3 für die Mode LP_{11} eine niedrigere Grenzwellenlänge aufweist als die Fasern № 1 und 2 und in der Folge bei gleicher Biegung eine höhere thermische Last nötig ist, um den gleichen Kernüberlapp der LP_{11} zu erreichen. Die thermische Last der Faser kann mithilfe der Ratengleichungssimulation unter Berücksichtigung der Leistungsbilanz ermittelt werden. Abbildung 4.7 zeigt den Verlauf

der Überlappkurve von Faser 1 und 3 im jeweiligen Betriebszustand bei Höchstleistung. Beide Fasern erreichen eine Grenzwellenlänge im Bereich zwischen 1050 und 1100 nm. Diese Vergleichskonzept erlaubt einen direkten Vergleich der Führungseigenschaften im Betriebszustand an der Grenze zur Few-Mode-Faser.

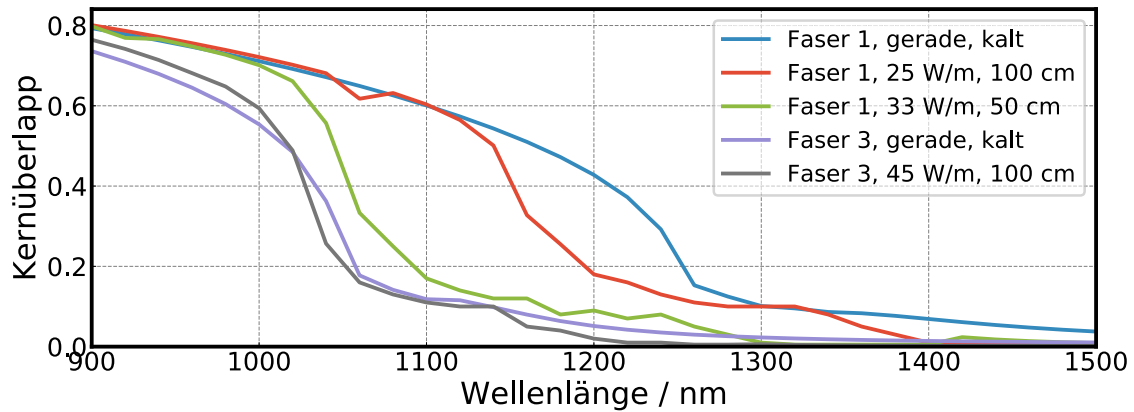


Abbildung 4.7: Verschiebung der Überlappskurve für die 3 in Abschnitt 3 untersuchten LMA-Fasern niedriger NA im untersuchten Zustand an der Stelle des maximalen Wärmeeintrages.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde darüber hinaus ein Verfahren entwickelt, die Biegeabhängige Dämpfung der LP_{01} -Mode auf der Grundlage der in Abschnitt 3.2 beschriebenen OFDR-Messung zu untersuchen [28]. Die Dämpfung der Faser lässt sich für verschiedene Biegedurchmesser aus dem Anstieg der OFDR-Kurven im Bereich der aktiven Faser ermitteln. Aufgrund der Wellenlänge des OFDR-Lasers bei $1,3\text{ }\mu\text{m}$ ist die Methode nicht geeignet, um absolute Aussagen zum Verhalten bei $1,0\text{ }\mu\text{m}$ zu machen, erlaubt jedoch ebenfalls den Vergleich verschiedener Fasern. Abb. 4.8 zeigt die biegeabhängige Dämpfung anhand zweier Beispielfasern.

Für ideale Stufenindexfasern kann auf dieser Grundlage von der LP_{01} auf die Grenzwellenlänge der HOM geschlossen werden. Für reale Fasern hängt das Verhalten der HOM gegenüber Biegung vom jeweiligen Brechungsindexprofil ab und der in Abb. 4.8 dargestellte Zusammenhang kann lediglich als Obergrenze für den kleinsten Biegedurchmesser herangezogen werden [28]. In Zukunft lassen sich auf diese Weise Fasern hinsichtlich Ihrer Führungseigenschaften untersuchen, deren Brechungsindexprofil unbekannt ist.

4.3 Vereinfachte Approximation der TMI-Schwelle und Ableiten einer Yb-dotierten LMA-Faser für mehr als 3kW Ausgangsleistung

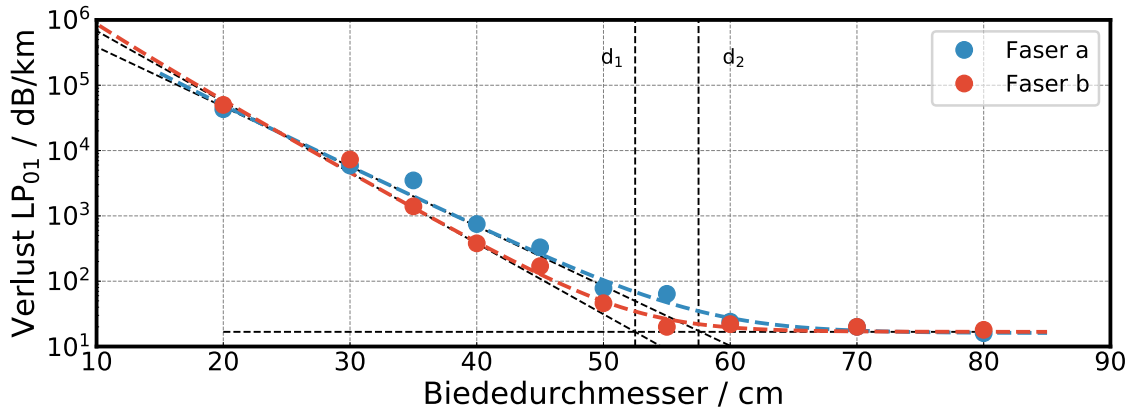


Abbildung 4.8: OFDR-basierte Messung der LP₀₁-Dämpfung bei 1,3µm am Beispiel zweier Niedrig-NA-Fasern.

4.3 Vereinfachte Approximation der TMI-Schwelle und Ableiten einer Yb-dotierten LMA-Faser für mehr als 3kW Ausgangsleistung

Aus den in Kapitel 3 und den bisherigen Abschnitten in Kapitel 4 gemachten Untersuchungen lassen sich zwei Ansätze zum Approximieren der TMI-Schwelle für eine Faser mit einem Stufenindex-Design ableiten. Zum einen ist es möglich eine bekannte TMI-Schwelle einer fixen Verstärkerkonfiguration (Seed- und Pumpeigenschaften, Biegedurchmesser, Faserdotierung und Geometrie) auf andere Wellenlängen zu übertragen, wenn bekannt ist welchen Einfluss PD auf die thermische Last hat. Mit Hilfe einer Ratengleichungssimulation unter Berücksichtigung von PD kann dann die zum Erreichen der Grenzwärme benötigte Pump- bzw. Ausgangsleistung ermittelt werden. Die erhaltene Ausgangsleistung wird der TMI-Schwelle zugeordnet.

Die Schwelle lässt sich innerhalb des Yb-Verstärkungsbandes prognostizieren. Ob der Leistungswert technisch wirklich erreicht wird, hängt vom Verstärkungskoeffizienten an der jeweiligen Wellenlänge und den Reflektivitäten der optischen Elemente an beiden Seiten der Faser ab. Bei einer ungünstigen Kombination aus Faserlänge und Reflektivitäten kann sogenanntes *Lasen* einsetzen, einer starken Intensitätserhöhung im Spektralbereich des höchsten Verstärkungskoeffizienten bzw. der höchsten Reflektivität der optischen Flächen. Eine Zerstörung der Faser oder des Vorverstärkers kann weit

4.3 Vereinfachte Approximation der TMI-Schwelle und Ableiten einer Yb-dotierten LMA-Faser für mehr als 3 kW Ausgangsleistung

unterhalb der TMI-Schwelle die Folge sein.

Der zweite Ansatzpunkt ist die Berechnung des Überlapps der LP_{01} -Mode mit der nächst höheren, wenn davon ausgegangen werden kann, dass keine weitere Mode bei der jeweiligen Wellenlänge in der Faser geführt wird. Auf diesem Weg werden thermische Last und Biegung berücksichtigt, ohne dass eine dreidimensionale und ortsaufgelöste Verstärkersimulation notwendig ist. Der Vergleich zwischen verschiedenen Fasern zeigt eine Verringerung des LP_{11} -Leistungsanteils auf 20 %, wenn die TMI-Schwelle erreicht wird.

Der Ansatz einer gegenüber der *nufern*-Faser um 25 % reduzierten Dotierung von $3,9 \cdot 10^{25} / m^3$, der bereits für Faser №1 bis 3 verfolgt wird, kann als zur weiteren Leistungskalierung als erfolgreich angenommen werden. In Kombination mit einem niedrig-NA Kern mit Stufenindex-ähnlichem Brechungsindexprofil, kann die TMI-Schwelle über die Biegung reduziert werden. Dabei wird die Kern-NA mit 0,044 etwas höher gewählt als im Falle von Faser № 3 und der Faserkerndurchmesser auf $21,8 \mu m$ gezogen. Der sich ergebende Manteldurchmesser beträgt $460 \mu m$. Abbildung 4.9 zeigt das Brechungsindexprofil der Versuchsfaser № 4 im Vergleich zu Faser 3 und einer Faser vom Typ *nufern 20/400 Gen9* und verdeutlicht die Signifikante Verringerung des Brechungsindexhubs der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Fasern.

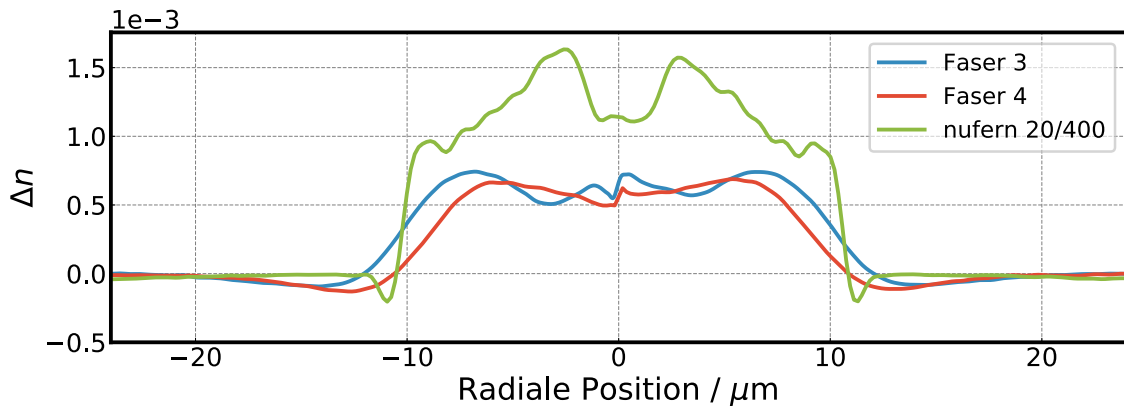


Abbildung 4.9: Brechungsindex Hochleistungsfaser № 4 im Vergleich zu Faser № 3 und einer *nufern 20/400 Gen9*

Die aus dem Brechungsindexprofil resultierende Modenfeldfläche der LP_{01} wurde aus den $19,1 \mu m$ Modenfelddurchmesser berechnet, beträgt $283 \mu m^2$ und ist gegenüber der

4.3 Vereinfachte Approximation der TMI-Schwelle und Ableiten einer Yb-dotierten LMA-Faser für mehr als 3 kW Ausgangsleistung

MFA der Faser № 3 um 22 % reduziert. Aus dem gemessenen Indexprofil lässt sich jetzt die Grenzwellenlänge für Faser № 1 und 4 im ungebogenen Zustand ohne Wärmeeintrag errechnen. Abbildung 4.10 zeigt beide Kurven im Vergleich. Dabei wird deutlich, dass der Kern für Faser № 4 bei gleicher Biegung einer signifikant höheren thermischen Last ausgesetzt sein muss, um die gleiche Grenzwellenlänge zu erreichen, da die Verschiebung der beiden Faserkern-Grenzwellenlängen schon ungebogenen Zustand ohne Temperaturgradienten signifikant ist. Nach der SRS-Berechnung im Abschnitt 4.1 wird die Faserlänge auf 30 m festgelegt und die Biegung auf etwas über einen Meter eingestellt. Mit den so ausgewählten Parametern wird Faser № 4 getestet. Die Ergebnisse der experimentellen Untersuchung werden in Kapitel 5 vorgestellt.

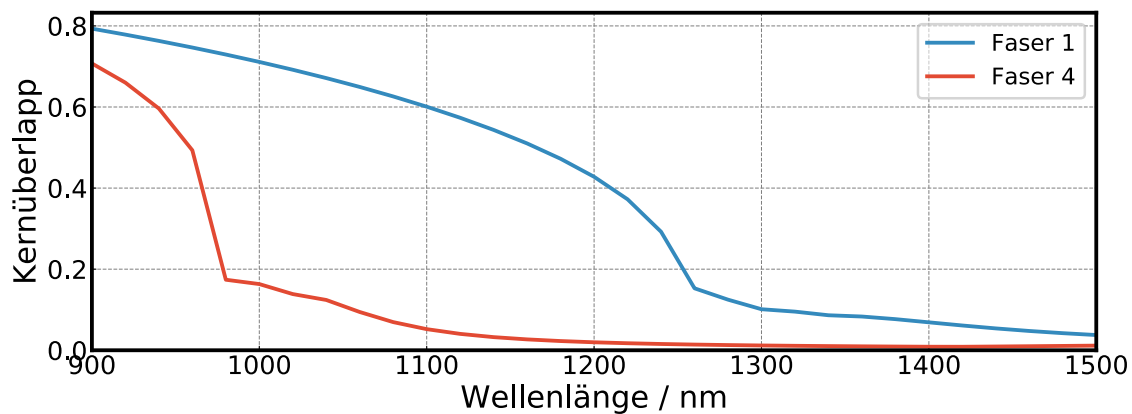


Abbildung 4.10: Überlappkurven der Faser № 1 und № 4 im Vergleich, ungebogen und ohne thermische Last.

5 Grundmodige Faserverstärker mit 4,4 kW Ausgangsleistung

Die in den Kapiteln 3 und 4 diskutierten Einflussfaktoren auf die SBS- und die TMI-Schwelle determinieren die in einem Hochleistungssystem zu erreichende Ausgangsleistung. Das Überschreiten der Begrenzungsschwellen führt je nach Effekt mit der niedrigsten Schwelle zur Verminderung der Strahlqualität, einer Veränderung des Spektrums oder zur Zerstörung des Faserlasersystems. Wie gezeigt werden konnte, sind TMI die signifikante Begrenzung bei der Ausgangsleistungsskalierung kontinuierlicher, Yb-basierter Faserverstärker. SRS spielt aufgrund der geringen effektiven Länge beim gegenläufigen Pumpen nur eine untergeordnete Rolle und kann durch die Wahl der Faserlänge unterdrückt werden, wenn LMA-Verstärkerfasern mit Längen in der Größenordnung von 35 m zum Einsatz kommen. SBS kann mithilfe der durch Phasenmodulation erreichten Verbreiterung der Seedquellen in einem gewissen Rahmen unterdrückt werden. Darüber hinaus lässt sich SPM nutzen, um mit einer weiteren spektralen Verbreiterung des Signals die SBS-Schwelle signifikant zu erhöhen. Diese Erhöhung wird allerdings zu Lasten der spektralen Linienbreite erkauft. Neben qualitativen und quantitativen Aussagen zur Begrenzung der Leistungsskalierung lässt sich aus den Untersuchungen eine Niedrig-NA-Faser ableiten, die im in Abbildung 2.2 dargestellten Hochleistungsaufbau durch die Pumpleistung begrenzt ist und im Rahmen der technischen Möglichkeiten weder TMI noch SBS zeigt.

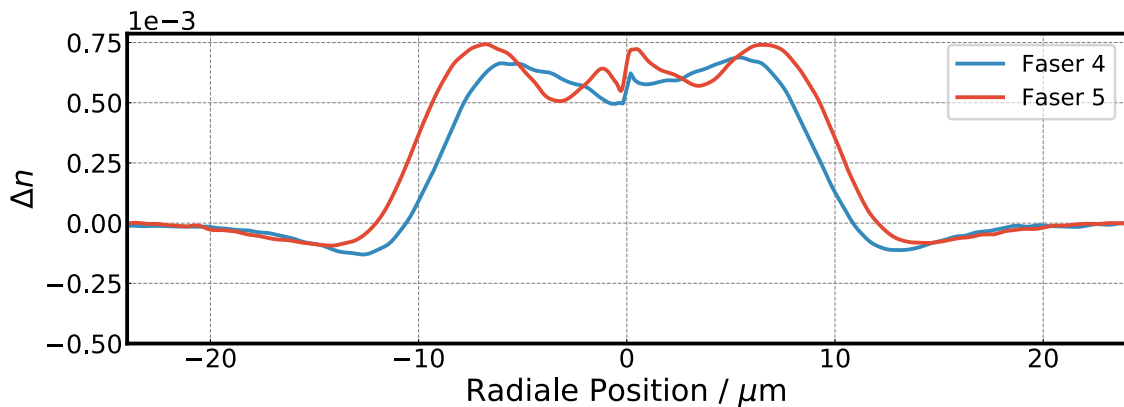


Abbildung 5.1: Indexprofil von Faser № 4 und 5.

Mit einem Indexprofil wie in Abbildung 5.1 dargestellt, handelt es sich um eine LMA-Faser mit niedriger NA [28]. Im Vergleich zu den bereits untersuchten, in Tabelle 3.5.5 gegenübergestellten Fasern, wird die NA auf 0,044 erhöht, während der Modenfeld-durchmesser der LP_{01} $19,0\,\mu\text{m}$ beträgt. Die Modenfeldfläche ergibt sich zu $283\,\mu\text{m}^2$ bei einer Seed-Wellenlänge von $1067\,\text{nm}$. Der Manteldurchmesser wurde auf $460\,\mu\text{m}$ gewählt, um die Pumpabsorption ähnlich hoch zu halten wie bei Faser 2 und 3 und dabei sicher zu stellen, dass die Pumpstrahlung effizient in den Pumpkern gekoppelt werden kann. Die Dotierungskonzentration beträgt ebenfalls $0,09\,\text{mol}\% \text{Y}_2\text{O}_3$ bzw. $3,9 \cdot 10^{25}/\text{m}^3 \text{Yb}^{3+}$.

5.1 Hochleistungsaufbau und Ergebnisse

Mit einer Ratengleichungssimulation wird die Faserlänge so optimiert, wie es in Kapitel 4 beschrieben wurde. Die resultierende Faser mit einer Länge von $30\,\text{m}$ wird mit antireflex-beschichteten Endkappen versehen, in den in Abb. 2.2 dargestellten Hochleistungsverstärkeraufbau integriert und bei $976\,\text{nm}$ Pumpwellenlänge betrieben.

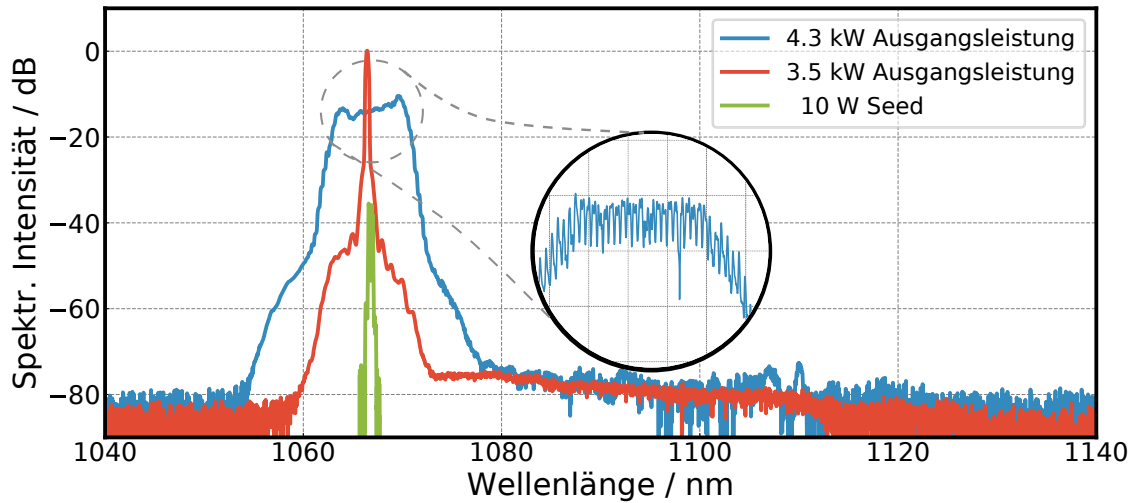


Abbildung 5.2: Wellenlängenspektrum des Ausgangssignals für eine schmalbandige Quelle bestehend aus einer verbreiterten ECDL und im Vergleich das durch SPM verbreiterte Ausgangsspektrum für 2 Seed-ECDLs. Der Detailausschnitt des Spektrums zeigt einen durch SPM hervorgerufenen Frequenzkamm [132].

Die durch den Vorverstärker bereitgestellte Seedleistung beträgt $10\,\text{W}$ bei einer Wel-

lenlänge von 1067 nm. Der Biegedurchmesser wird auf 1,1 m eingestellt. Zunächst wird die Faser mit einem schmalbandigen, phasenmodulierten ECDL-Signal bis zur SBS-Schwelle bei 3,5 kW betrieben. Das resultierende Ausgangsspektrum ist in Abb. 5.2 dargestellt und zeigt die durch die ECDL bedingte Signalwellenlänge bei 1067 nm, einen durch die Filterung des Vorverstärkersignals etwa 5 nm breiten Untergrundsockel und darüber hinaus eine ASE-Verteilung mit einem Maximum bei 1080 nm. Das Intensitätsverhältnis dieses Maximums und des Signals bei 1067 nm, beträgt bei einer Ausgangsleistung von 3,5 kW 75 dB. Das Ausgangssignals unterliegt keinem signifikanten Verbreiterungsmechanismus und dessen spektrale Linienbreite beträgt auch am Signalausgang 180 pm.

Nach Einschalten der zweiten ECDL und der Verstärkung des Gesamtsignals beider verbreiteter ECDLs durch den Vorverstärker auf 10 W kann die SBS-Schwelle erhöht und die Leistungsskalierung fortgesetzt werden. Die Ausgangsleistung kann bis auf 4,3 kW erhöht werden und ist durch die zur Verfügung stehende Pumpleistung limitiert [28]. Das Ausgangssignal verbreitert dabei bis auf 6,5 nm, wie in Abb. 5.2 dargestellt ist. In der Detailansicht erkennt man einen durch die SPM erzeugten Frequenzkamm mit einem freien Spektralbereich von 80 GHz zwischen den Spektrallinien [132].

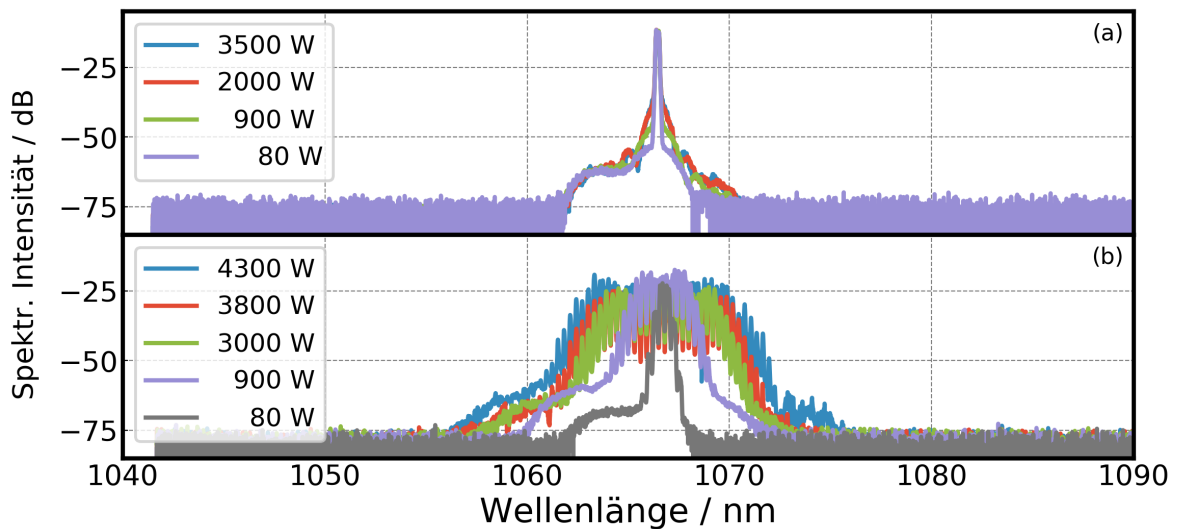


Abbildung 5.3: (a) Eine einzelne Signalquelle hoher zeitlicher Stabilität wird bei zunehmender Leistung in der Faser nicht verbreitert. (b) Bei Zuschalten einer zweiten, zur ersten kohärenten Quelle, kommt es mit zunehmender Ausgangsleistung zur spektralen Verbreiterung durch SPM.

Das Spektrum zeigt ebenfalls nur eine geringe Intensität der ASE, im Verhältnis von 65 dB zur Signalleistung. Im Spektralbereich zwischen 1105 und 1110 nm ist darüber hinaus bereits ein lokales, durch SRS bedingtes Maxima zu sehen. Aufgrund des großen Verhältnisses von ebenfalls 65 dB repräsentiert dieser Spektralbereich jedoch keinen signifikanten Intensitätsanteil.

Abbildung 5.3 zeigt verschiedene kontinuierliche Signalquellen und deren spektrale Verbreiterung mit zunehmender Ausgangsleistung. Während die spektrale Breite eines durch elektrooptische Modulation verbreiterten, kohärenten Signals bis zu einer Ausgangsleistung von 3.5 kW beibehalten wird, verbreitert sich das Spektrum eines aus zwei ähnlichen, zueinander kohärenten, Quellen bestehendes Signal signifikant.

Eine solche Verbreiterung des Spektrums verringert darüber hinaus auch den Überlapp mit dem Verstärkungsspektrum Ω_B . Aus diesem Grund ist es möglich, die SBS-Schwelle einer Glasfaser durch spektrale Verbreiterung zu erhöhen, deren Ursache in SPM liegt.

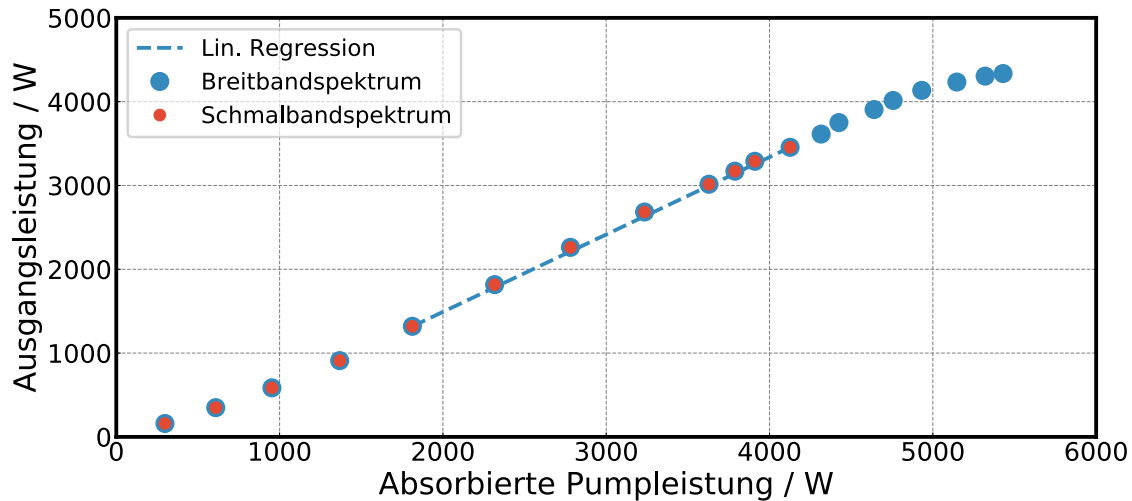


Abbildung 5.4: 90 % differentielle Leistungseffizienz des Faserverstärkers für Faser 4.

Trägt man die Ausgangsleistung gegen die aus der transmittierten und der eingekoppelten Pumpleistung berechneten absorbierten Pumpleistung auf, erhält man eine differentielle Effizienz von 90 %. Abbildung 5.4 zeigt die deckungsgleichen Effizienzkurven beider Signalbandbreiten. Die optische Effizienz beträgt ca 60%, wenn man die extrahierte Signalleistung mit der aufgewandten Pumpleistung in Relation setzt. Darüber

hinaus interessant ist, dass im gegebenen Verstärker eine durchschnittliche thermische Last von $15,4 \text{ W/m}$ und eine maximale thermische Last von $57,1 \text{ W/m}$ erreicht wird. Beide Werte liegen unter den bei 3 kW erreichten Werten von $19,1 \text{ W/m}$ bzw. $77,3 \text{ W/m}$ ($30 \text{ m nufern } 20/400 \text{ nuGen9}$, $\lambda_{\text{Pumpe}} = 980 \text{ nm}$) an der TMI-Schwelle der *nufern*-Fasern und sind ein Indikator, dass die hier präsentierte Strategie niedriger Dotierung im Rahmen der untersuchten Fasern zu einer signifikanten Verringerung der thermischen Last bei 976 nm führt.

Die Standardabweichungen des zeitlichen PD-Signals für verschiedene Ausgangsleistungen sind in Abb. 5.5 dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen dass der mit der TMI-Schwelle verbundene starke Anstieg bei $4,3 \text{ kW}$ noch nicht erfolgt ist. Die Streuung der Werte oberhalb von 3 kW deutet jedoch bereits auf den anhand der *nufern*-Fasern gezeigten Übergangsbereich hin. Es ist keine signifikante Erhöhung der Standardabweichung zu erkennen, ein Indiz dafür, dass es sich für die untersuchten Leistungswerte noch um eine grundmodige Faser handelt.

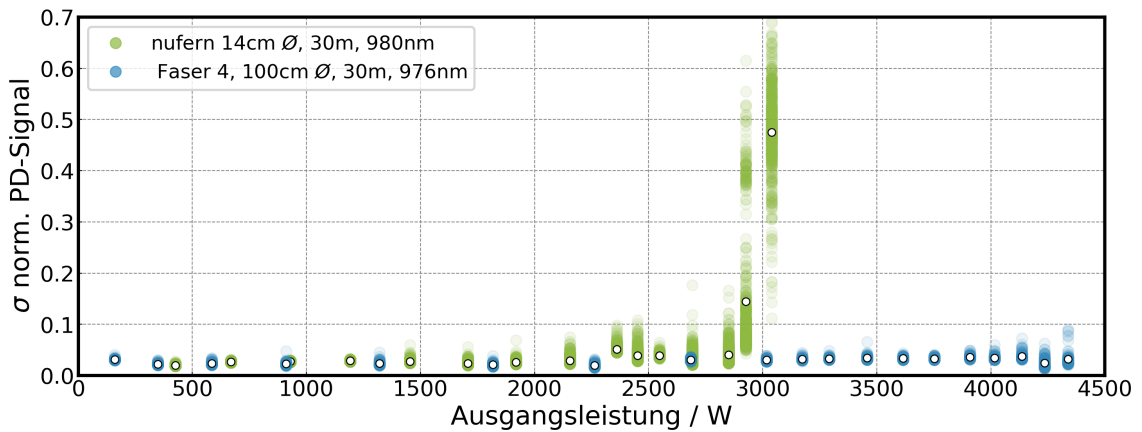


Abbildung 5.5: Standardabweichung des zeitlichen PD-Signals, Faser 4 im Vergleich zu *nufern 20/400*.

Eine Messung der Strahlqualität bei maximaler Ausgangsleistung weist ebenfalls darauf hin, dass die TMI-Schwelle nicht erreicht wird. Der mit der 4σ -Methode bestimmte M^2 -Wert ergibt sich aus der Anpassung der Strahltaillenkurve in Abb. 5.6 zu $1,27$ in x-Richtung und $1,21$ in y-Richtung [28].

Aufgrund der oberhalb von $2,0 \text{ kW}$ auftretenden thermischen Linse in den Koppelloptiken an der Signal-Auskoppelstelle wird die Strahlqualität mit gepulster Pumpleistung

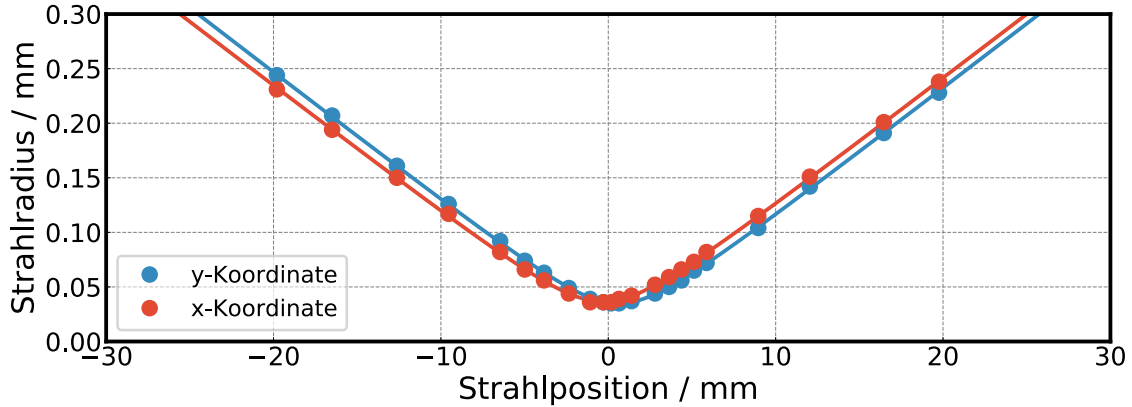


Abbildung 5.6: Strahltaillenmessung zur Errechnung der M^2 -Werte in x- und y-Richtung. $M_x^2 = 1,27$ und $M_y^2 = 1,21$

mit einer Pulsdauer von 100 ms gemessen. Die Schaltzeit von 100 ms ist wesentlich länger als die typische Anschlagzeit für TMI [88] und stellt damit sicher, dass eine durch TMI-hervorgerufene Erhöhung des M^2 -Wertes gemessen würde. Der Pumplaser war dabei 40% der Zeit eingeschaltet.

Für manche Anwendungen wie dem Aufbau mehrerer Faserverstärkerkanäle und deren Integration, kann die durch den Faserbiegedurchmesser beschränkte Bauform von Nachteil sein [20]. Aus diesem Grund ist es von Interesse den Biegedurchmesser der Faser zu reduzieren. Darüber hinaus ist der in Abb. 5.5 dargestellte Übergangsbereich ein Indiz für ein Einsetzen von TMI bei einer geringfügig höheren Ausgangsleistung. Aus diesem Grund wird das Experiment mit einer weiter optimierten Faser reproduziert. Die NA wurde von 0,044 auf 0,046 erhöht und der Kerndurchmesser so definiert dass sich der Modenfelddurchmesser von $19,0 \mu\text{m}$ auf $19,4 \mu\text{m}$ erhöht. Die Modenfeldfläche erhöht sich in der Folge um 5 % auf $296 \mu\text{m}^2$.

Die Grenzwellenlänge der LP_{11} für ein gerade liegendes Stück der Faser ohne thermische Last erhöht sich dadurch von 985 nm auf 1300 nm und liegt damit ähnlich zu Faser 1. Die errechnete LP_{11} -Überlappkurve ist in Abb. 5.7 dargestellt.

Die Yb-Konzentration wird von 0,09 mol% Yb_2O_3 bzw. $3,9 \cdot 10^{25}/\text{m}^3$ Yb^{3+} auf 0,08 mol% Yb_2O_3 bzw. $3,5 \cdot 10^{25}/\text{m}^3$ Yb^{3+} verringert. Dadurch verlängert sich die optimale Faserlänge für den gegenläufig gepumpten Fall auf 35 m und die thermische Last reduziert sich bei gleicher Ausgangsleistung aufgrund der größeren Absorptionslänge.

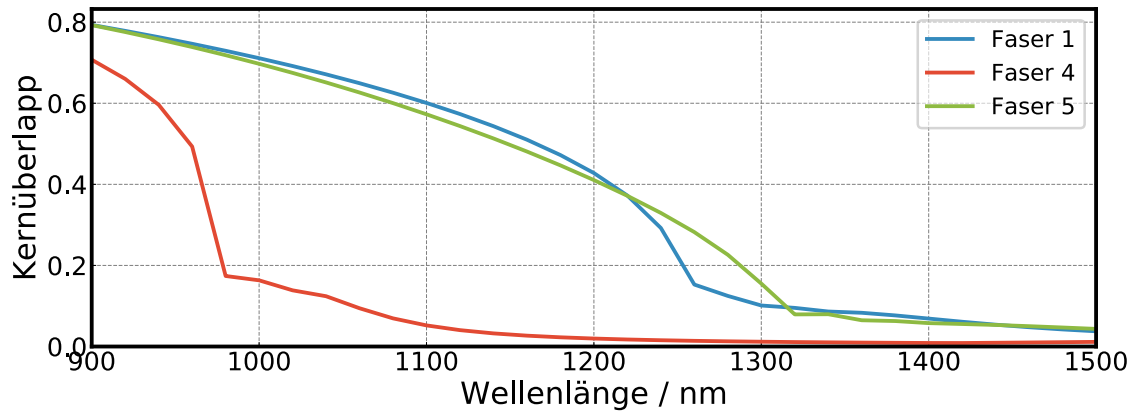


Abbildung 5.7: Überlappkurven der Faser 1 und 4 im Vergleich, unbogen und ohne thermische Last.

Tabelle 5.1.1 stellt die Fasereigenschaften von Faser 4 und 5 gegenüber.

Tabelle 5.1.1: Gegenüberstellung der Faserparameter Faser 4 und 5.

Faser №	4	5
Kerndurchmesser / μm	21,8	21,7
MFD $\text{LP}_{01}/\mu\text{m}$	19,0	19,4
MFA $\text{LP}_{01}/\mu\text{m}^2$	290	360
Manteldurchmesser / μm	460,0	460,0
NA	0,042	0,040
Faserlänge / m	30,0	35,0
Biegedurchmesser / m	1,1	0,8 0,4
Ausgangsleistung / kW	4,3	3,1 4,4
Limitation	PPL ¹	TMI PPL ¹

¹ Limitiert durch die verfügbare Pumpleistung

Zunächst wird die Faser bei einem Biegedurchmesser von 80 cm betrieben um den Anteil der HOM zu reduzieren. Abbildung 5.8 zeigt die Standardabweichung des normierten PD-Signals. Die TMI-Schwelle kann bei 3,1 kW detektiert werden. Im nächsten Schritt wird der Biegedurchmesser von 80 cm auf 40 cm reduziert. Abb. 5.8 zeigt, dass die Verringerung des Biegedurchmessers die Modeninstabilitätsschwelle über die Limi-

terierung durch die Pumpleistung hebt. Dabei wird eine TMI-freie Ausgangsleistung von 4,4 kW erreicht. Die Standardabweichung und die Streuung der Standardabweichung ist darüber hinaus niedriger als im Falle der zum Vergleich dargestellten Faser 4.

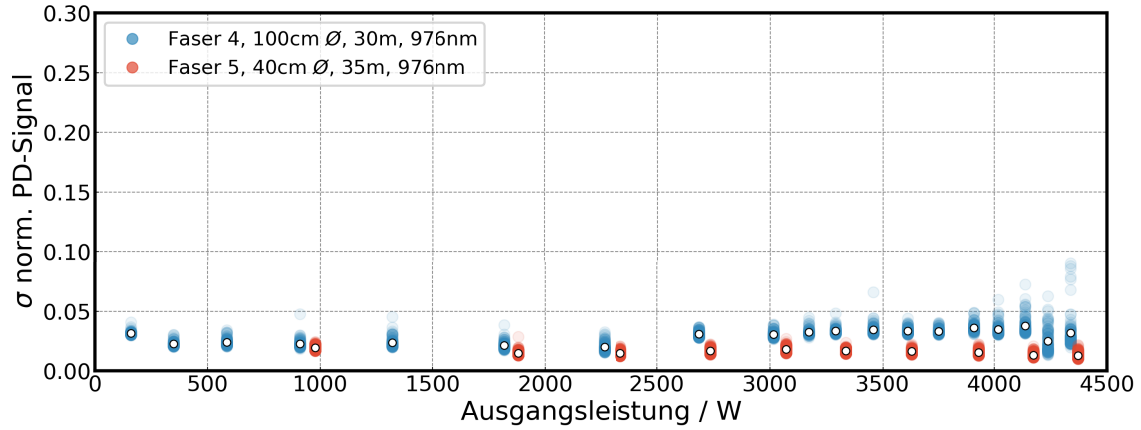


Abbildung 5.8: Standardabweichung des normierten PD-Signals für Faser 5 im Vergleich zu Faser 4.

Die differentielle Effizienz beträgt ebenfalls 90 %, das Spektrum in Abb. 5.9 zeigt jedoch ein um 10 dB erhöhtes SRS-Maximum bei 1120 nm im Vergleich zu Faser 2. Der SRS-Anteil und der Ausgangsleistung ist mit unter 1 % jedoch nicht signifikant. Die Beugungsmaßzahl M^2 ist ebenfalls $< 1,3$.

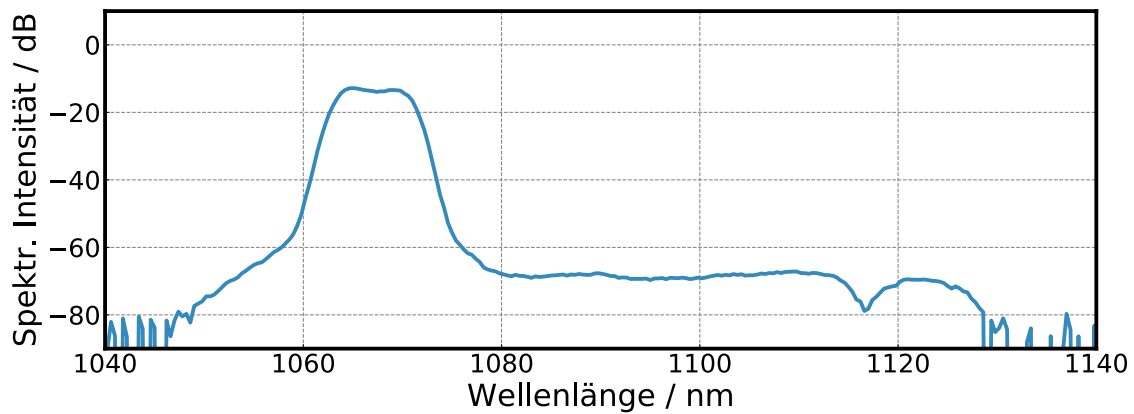


Abbildung 5.9: Spektrum des Ausgangssignals für Faser 5.

Sowohl die 3,5 kW Ausgangsleistung mit schmalbandiger Spektralcharakteristik aus Fa-

ser 4, als auch die auf 6,5 nm verbreiterten 4,3 kW sind die höchste publizierte Ausgangsleistung dieser Strahlqualität. Darüber hinaus eignet sich erstere aufgrund des schmalbandigen Ausgangssignals für die spektrale Kombination der Ausgangsleistung mehrerer Faserverstärker verschiedener Wellenlängen [20]. Das Ausgangssignal bei 4,3 kW hingegen mit dem 6,5 nm breiten Frequenzkamm, kann durch zeitliche Kompression am Beugungsgitter dazu benutzt werden sub-ps Laserpulse zu erzeugen [132, 158, 159].

5.2 Skalierungspotential

Die im Rahmen dieser Arbeit optimierten Faser- und Systemparameter führen zu 4,4 kW, durch die verfügbare Pumpleistung limitierte Ausgangsleistung hoher Strahlqualität. Mangels der Verfügbarkeit leistungstärkerer Diodenlaserquellen, konnten die TMI-Schwellleistungen für Faser № 4 und Faser № 5 mit 40 cm Biegedurchmesser nicht bestimmt werden. In der Folge stellt die Erhöhung der Pumpleistung einen wesentlichen Ansatzpunkt zur Leistungsskalierung dar. Eine Möglichkeit die Pumpleistung im System zu erhöhen, ist die Einkopplung einer weiteren Pumpquelle auf der Einkopplenseite der Signalleistung. Die Faserlänge muss dafür an die Absorption der zweiten Pumpquelle angepasst werden. In der Folge verringert sich auch die Verteilung des Wärmeeintrags. Diese Veränderung hat direkten Einfluss auf die Modeninstabilitätsschwelle bei gleicher Ausgangsleistung. Abb. 5.10 zeigt die Leistungs- und Wärmeverteilung am Beispiel von Faser № 4. Wird eine Faser beidseitig gepumpt kommt es in der Folge dazu, dass die nicht-absorbierte Pumpleistung an jedem Ende der Faser in das gegenüberliegende Diodensystem gekoppelt wird. Da diese Leistung in der Größenordnung mehrerer hundert Watt liegen und Beschädigungen der Dioden verursachen kann, wird ein CLS zwischen die ursprüngliche und die zusätzliche Faserlänge eingefügt, der die nicht-absorbierte Pumpleistung beider Richtungen absorbiert.

Aufgrund der erhöhten Faserlänge und der veränderten Pumpabsorption erhöht sich die (nichtlineare) effektive Länge signifikant. In der Folge kommt es bereits bei einer Ausgangsleistung von 3,2 kW zum in Abb. 5.11 dargestellten Spektrum der Ausgangsleistung.

Bereits eine zusätzliche, vor dem CLS erzeugte, Signalleistung von 100 W erhöht das Maxima-Niveau des SRS-Signals um 10 dB. Eine weitere Skalierung führt zur Verstärkung des SRS-Spektralanteils und ist aus diesem Grund keine Option zur Erhöhung

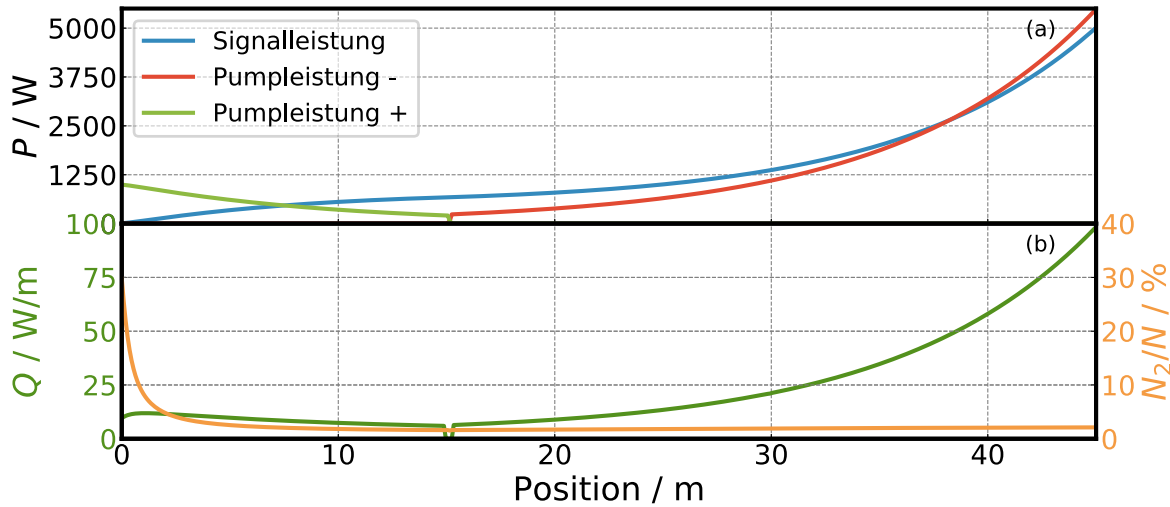


Abbildung 5.10: Simulierte longitudinale Leistungsverteilung und errechnete Wärmemenge am Beispiel von Faser № 4 für den Fall einer beidseitig gepumpten, 45 m langen Faser. 5100 W Pumpleistung gegenläufig, 1000 W Pumpleistung in Signalrichtung, beide Pumpwellenlängen bei 976 nm.

der Ausgangsleistung.

Ungeachtet dessen, ist die Verfügbarkeit der Pumpleistung lediglich ein technisches Problem und keine physikalische Begrenzung. Die weitere Leistungsskalierung einzelner Faserverstärker wird aus diesem Grund besonderes Augenmerk auf der Unterdrückung transversaler Modeninstabilitäten und der Systemoptimierung mit nichtlinearen Effekten haben. Besondere Bedeutung haben dabei die verschiedenen Konzepte der monolithischen Kombination der Pumpleistung, die hohe Anforderungen an die Pump- und Signalkoppler stellen [160–162].

Eine Möglichkeit die thermische Last bei gleicher Ausgangsleistung zu reduzieren, ist das sogenannte *Tandempumpen*. Dabei wird die Pumpwellenlänge so gewählt, dass anstelle des Yb-Absorptionsbandes zwischen 900 und 1000 nm, im Absorptionsband zwischen 1000 und 1040 nm gepumpt werden kann. Da die Absorptionsquerschnitte in diesem Spektralbereich jedoch wesentlich geringer sind als bei 976 nm, muss entweder die Geometrie der Faser angepasst, oder die Yb-Dotierung stark erhöht werden, um Faserlängen im Bereich von 30 m erreichen zu können. Ersteres setzt Pumpquellen mit höherer Brillanz als Diodenlaser der bisher verwendeten Leistungsklasse voraus. Zweiteres kann durch die erhöhte Yb-Konzentration wiederum zu PD führen. Darüber hinaus werden Strategien nötig, um die durch eine hohe Yb-Konzentration hervor-

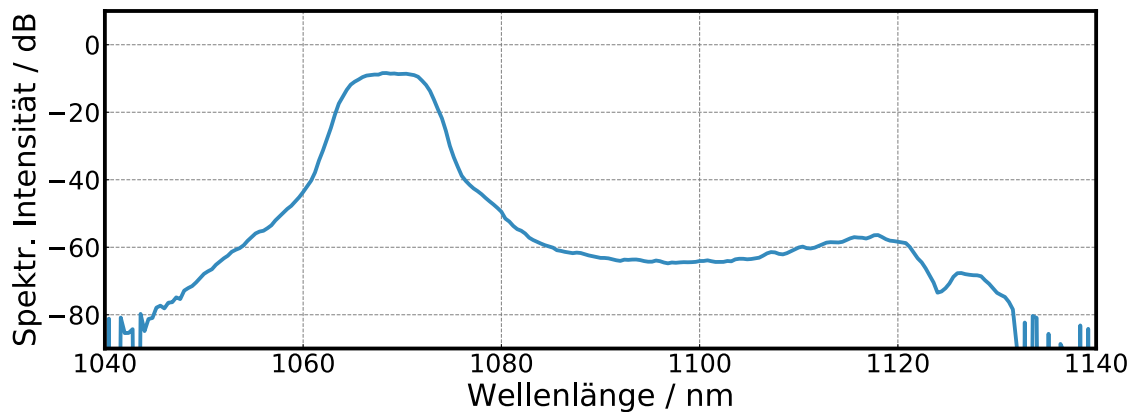


Abbildung 5.11: Spektrum des Ausgangssignals bei 3,2 kW Leistung aus einem 45 m Faser 4-Stück beidseitig gepumpt im Vergleich zu einem 30 m-Faserstück. Nur 100 W des Ausgangssignals werden im ersten Teil der Hauptverstärkerfaser erzeugt.

rufene Brechungsindexänderung zu kompensieren und weiterhin auf ein Niedrig-NA Konzept setzen zu können. In der Folge des Absorptionsbandwechsels, reduziert sich die thermische Last durch den verringerten Quantendefekt signifikant [163, 164].

Aufgrund der in Abb. 2.10 dargestellten und signifikanten Abnahme der Absorptionsquerschnitte des Yb-Ions in Kieselglas zwischen 976 nm und 1050 nm, spielt beim Tandempumpen die Auswahl geeigneter Pumpquellen eine übergeordnete Rolle. Diodengepumpte Yb-Faserverstärker lassen sich durch eine geeignete Wahl der Faserparameter als Pumpquellen einsetzen [165]. Zur Optimierung der Verstärkung niedriger Yb-Emissionswellenlängen muss die Reabsorption durch kurze Faserlängen reduziert werden [165]. In der Folge sind solche Systeme oft ebenfalls durch TMI begrenzt, weil sich die thermische Last auf kurze Absorptionslängen verteilt. Um die spektralen Grenzen solcher Pumpquellen zu untersuchen, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein LPF-basierter Faserverstärker aufgebaut, der geeignet ist auch bei 1009 nm eine Verstärkung zu erreichen. Abb. 5.12 zeigt das Spektrum des Ausgangssignals eines Faserverstärkers bei 1009 nm. Die Ausgangsleistung ist bei 146 W begrenzt. Das System ist daher zwar nicht als Pumpquelle zur Leistungsskalierung geeignet, zeigt aber die untere spektrale Grenze des Yb-Tandempumpens auf. Die erreichte hohe Strahlqualität des Ausgangssignals erlaubt darüber hinaus die geometrische Kombination mehrerer solcher Quellen als Pumpquelle für einen Faserlaser. Bei ausreichender Anzahl derartiger Systeme kann eine ausreichende Pumpleistung zur Verfügung gestellt werden [160, 161].

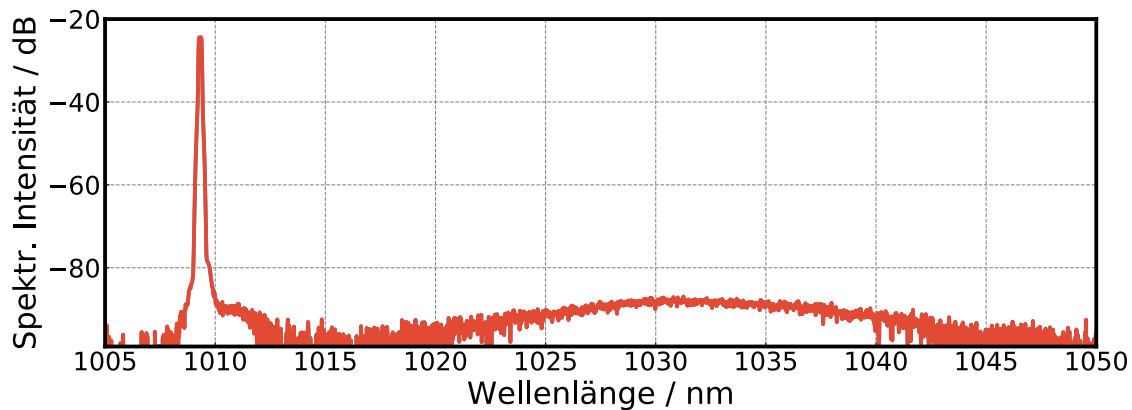


Abbildung 5.12: Spektrum des Ausgangssignals einer im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Pumpe mit einer Wellenlänge von 1009 nm bei 146 W Ausgangsleistung.

Scheibenlaser liefern, im Gegensatz zum beschriebenen, LPF-basierten System, hohe Ausgangsleistungen und eine gegenüber Laserdioden der verwendeten Leistungsklasse signifikant erhöhte Strahlqualität [163]. Zum Ausgleich der niedrigen Pumpabsorption bei 1030 nm Pumpwellenlänge wird der Pumpkerndurchmesser auf $120\ \mu\text{m}$ reduziert und der Signalkerndurchmesser auf $45\ \mu\text{m}$ erhöht. Bei einer Dotierungskonzentration von $1,3 \cdot 10^{26}/\text{m}^3\ \text{Yb}^{3+}$, wird eine Faserlänge von 15 m gewählt. Aufgrund der relativ kleinen Faserendfläche kommt es im Experiment oberhalb von 1 kW zur Zerstörung der Spleißstelle zwischen Faser und Endkappe. Wird im quasi-cw Betrieb mit einer zeitlichen Füllung von 10% Testgrad gepumpt, lässt sich eine Spitzenausgangsleistung von 6.8 kW erreichen [164].

Abb. 5.14 zeigt das Ausgangsspektrum des Verstärkers bei 6.8 kW Spitzenleistung. TMI konnten dabei nicht nachgewiesen werden. Aufgrund der zeitlichen Instabilität des Scheibenlasers und des vergrößerten Signalkerns der Verstärkerfaser, ist das Ergebnis nicht vergleichbar mit den in den vorangegangenen Kapiteln präsentierten Resultaten, unterstreicht aber das Leistungspotential des Tandem-Pumpens.

Eine Pumpquelle bei 1030 nm Wellenlänge reduziert die thermische Last für einen Faserverstärker mit 1070 nm Signalwellenlänge im Vergleich zu 976 nm um mehr als 50%. Vorausgesetzt die TMI-Schwelle eines Systems korreliert mit der thermischen Last, ließe sich die Schwelle auf den doppelten Wert erhöhen. Auf Faser 4 übertragen, läge die TMI-Schwelle dementsprechend über 8,6 kW und damit oberhalb der in

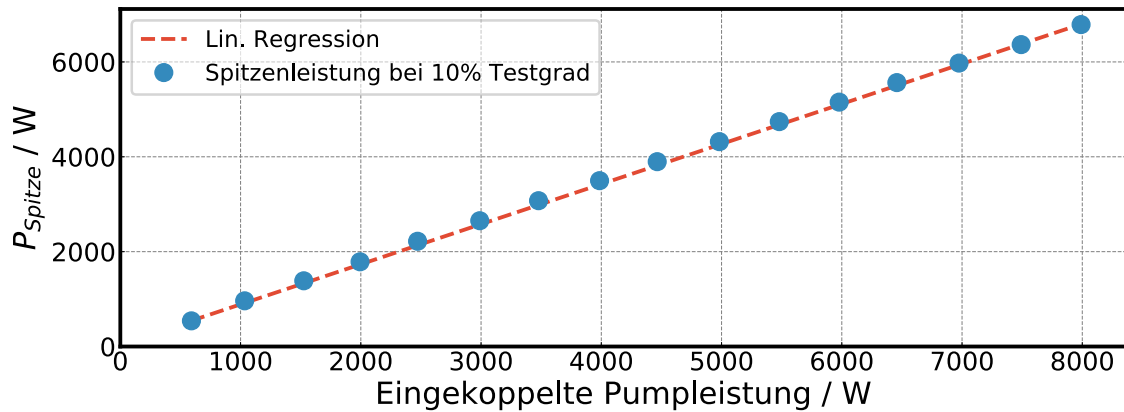


Abbildung 5.13: Differentialle Effizienz einer mit einem Scheibenlaser gepumpten niedrig-NA Faser.

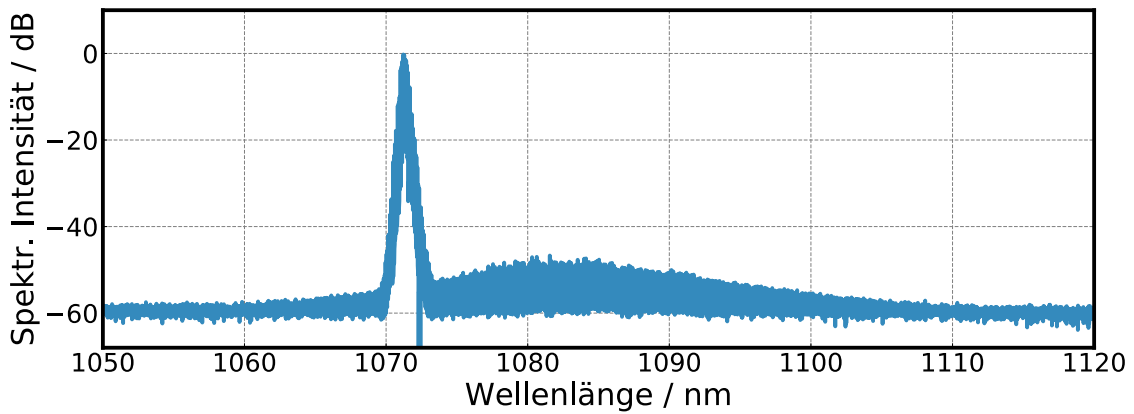


Abbildung 5.14: Ausgangsspektrum des Scheibenlasergepumpten Faserverstärkers.

Abschnitt 4.1 errechneten SRS-Schwelle von 7 kW. In der Folge wäre eine weitere Optimierung von Nichtlinearitäten und TMI nötig, um die SRS-Schwelle zu erhöhen. Verfügbarkeit der Pumpleistung vorausgesetzt, kann die Faserlänge weiter verringert und die SRS-Schwelle auf Kosten der Effizienz gegenüber der eingekoppelten Pumpleistung erhöht werden. Eine Verringerung der Faserlänge auf 25 m verringert die Effizienz um etwa 10% und hebt die SRS-Schwelle auf 9 kW. Diese Abschätzung ist jedoch konservativ und nur auf die durch die Pumpleistung limitierte Ausgangsleistung von 4,3 kW bezogen. Die TMI-Schwelle wurde weder für Faser № 4 noch für Faser № 5 erreicht. Wie gezeigt werden konnte, lässt sich die gemessene TMI-Leistungsschwelle auf der

Grundlage der thermischen Last im Faserkern für geänderte Systembedingungen wie zum Beispiel der Signalwellenlänge extrapolieren. Voraussetzung dafür ist jedoch, dass die TMI-Schwelle bereits für mindestens einen Fall bzw. eine Signalwellenlänge gemessen wurde. In Referenz [67] wird ein konstanter maximaler Absolutwert der durchschnittlichen thermischen Last prognostiziert, an dem die TMI-Schwelle erreicht wird. Eine solche allgemeingültige Konstante konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht festgestellt werden. Auch nach der Optimierung der verschiedenen, die TMI-Schwelle beeinflussenden Parameter wurde diese für unterschiedliche Fasern bei verschiedenen thermischen Bedingungen erreicht.

6 Zusammenfassung

Ytterbium-basierte Faserverstärker haben sich durch die Bereitstellung hoher Ausgangsleistungen und den effizienten Betrieb in Forschung, Entwicklung und Produktion etabliert. Die Steigerung der Ausgangsleistung bei beugungsbegrenzter Strahlqualität wird maßgeblich durch die hohe Nachfrage für unterschiedliche Anwendungen vorangetrieben. Die physikalischen und technischen Grenzen der Evolution der in dieser Arbeit beschriebenen Systeme werden durch nichtlineare Effekte wie die stimulierte Ramanstreuung (SRS), die stimulierte Brillouinstreuung (SBS) und den transversalen Modeninstabilitäten (TMI) gezogen. Eine hohe Yb-Dotierungskonzentration, große Modenfeldflächen und kurze Faserlängen erhöhen die Schwellwerte nichtlinearer Effekte signifikant. Dieser in den letzten Jahrzehnten verfolgte Ansatz zur Leistungsskalierung läuft möglichen Maßnahmen zur Erhöhung der TMI-Schwelle entgegen. Aus diesem Grund stehen TMI im Fokus aktueller Untersuchungen kontinuierlicher und gepulster Hochleistungsfaserverstärker.

TMI sind durch die Verringerung der Strahlqualität ab einer, durch das gesamte Verstärkersystem determinierten Leistungsschwelle gekennzeichnet, bei deren Überschreitung es zu Fluktuationen des Strahlprofils in der kHz-Größenordnung kommt.

In der Folge dieser Begrenzung stagnierte die zuvor exponentielle Leistungssteigerung Ytterbium-basierter Hochleistungsfaserverstärker seit dem Jahr 2010. Im Rahmen dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass Großkernfasern mit niedriger NA und niedriger Yb-Dotierung dazu geeignet sind, die bisherigen Leistungsgrenzen zu überschreiten. Voraussetzung dafür ist eine Anpassung der Systemparameter wie Signal- und Pumpwellenlänge, Faserbiegung und die Optimierung der Yb-Dotierungskonzentrationen und der NA des Faserkerns. Im Spannungsfeld von SBS, SRS und TMI wurde durch systematische Untersuchungen nachgewiesen, dass sich die TMI-Schwelle für solche Fasern durch die gezielte Anpassung und Verteilung der thermischen Last und der Faserbiegung signifikant erhöhen lässt. Zu diesem Zweck wurde ein Messverfahren entwickelt, mit dem die longitudinale Temperaturverteilung im Faserkern während des Hochleistungsbetriebes bestimmt werden kann. Mithilfe der sogenannten Optischen Frequenzbereichsreflektometrie lassen sich Temperaturveränderungen im Faserkern untersuchen. Der Probenlaser eines solchen Systems wurde mithilfe eines Frequenzmultiplexers in ein Hochleistungsfaserverstärkersystem integriert. Aus den *in situ* gewonnenen Mess-

daten, lässt sich der Wärmeeintrag in der Faser errechnen. Darüber hinaus konnte der ermittelte Wärmeeintrag mit Hilfe einer auf den Ratengleichungen basierten Verstärkersimulation analysiert und den ursächlichen physikalischen Effekten zugeordnet werden. Dabei wurde gezeigt, dass Photodarkening (PD) für die untersuchten Fasern niedriger Yb-Dotierung eine zu vernachlässigende Rolle spielt. Progressives Photodarkening und eine damit verbundene Zunahme der in die Faser eingetragenen Gesamtwärme konnte ebenfalls nicht nachgewiesen werden.

Mit Hilfe dieses und anderer relevanter Messverfahren zur Charakterisierung von Parametern an der TMI-Schwelle, wurden verschiedene Fasern unter experimentellen Bedingungen untersucht. Dabei konnte gezeigt werden, dass die Faserbiegung einen signifikanten Einfluss auf die TMI-Schwelle hat und diese für eine konstante Biegung mit der in den Faserkern eingetragenen thermischen Last korreliert. Die gewonnenen Erkenntnisse zum Einfluss der thermischen Last auf die TMI-Schwelle fundieren einflussreiche Theorien zur Ursache der TMI. Darüber hinaus wurde gezeigt, dass die TMI-Schwelle im Rahmen der untersuchten spektralen Breite des Signals von 180 pm bis 4 nm nicht mit der SBS-Schwelle korreliert. Der Einfluss der Biegung auf die TMI-Schwelle ist unabhängig von der durchschnittlichen oder maximalen thermischen Last und lässt sich auf die durch Biegeverluste der Moden höherer Ordnung und die resultierende verringerte Wechselwirkung der Grundmode mit den Moden höherer Ordnung (HOM), zurückführen. Da sich dieser Zusammenhang im Detail nur in einer aufwendigen und dreidimensionalen Simulation untersuchen lässt, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine vereinfachte Abschätzung des Überlapps der HOM mit dem Yb-dotierten Kernbereich herangezogen, um die untersuchten Fasern im jeweiligen Betriebszustand zu vergleichen.

Durch die Optimierung der Verteilung der thermischen Last und der Faserbiegung, ließen sich 2,9 kW grundmodiger Ausgangsleistung aus einer kommerziellen Faser extrahieren. Eine Anpassung der Faserparameter eigener Fasern führte zur Leistungsskalierung der grundmodigen Faserverstärker bis zu 4,4 kW Ausgangsleistung. Dabei wurden zunächst 3,5 kW mit 180 pm Linienbreite bei einer Zentralwellenlänge von 1067 nm erreicht. Die durch SBS limitierte Ausgangsleistung konnte im Anschluss durch einen zusätzlichen spektralen Verbreiterungsmechanismus auf 4,4 kW, mit einer spektralen Bandbreite von 6,5 nm, erhöht werden. Die dabei gemessene Ausgangsleistung war allein durch die verfügbare Pumpleistung der Diodenquelle begrenzt. Eine zusätzliche

Untersuchung zur beidseitigen Pumpanregung der Verstärkerfasern war durch SRS begrenzt. Es konnte gezeigt werden, dass das verwendete, allein gegenläufige, Pumpkonzept hinsichtlich NLE überlegen ist. Für die erreichte Strahlqualität wurde eine Beugungsmaßzahl von $M^2 = 1,3$ gemessen werden. Die dabei erreichte Effizienz lag bei 90 % erreicht. Die optische Effizienz von über 60 % unterstreicht die hervorragende Eignung des Yb-dotierten Kieselglases als aktives optisches Medium.

Da jedoch die mit Kamerasystemen ermittelte Strahlqualität kein Ausschlusskriterium für TMI darstellt, spielt die zeitliche, Photodioden-basierte Analyse des Ausgangsstrahls eine entscheidende Rolle bei der Charakterisierung von Faserlasersystemen. Im Vergleich zu in der Vergangenheit publizierten Ergebnissen einer Ausgangsleistung von 5 bis 10 kW durch Yu und *IPG Photonics Cooperation*, konnte in der vorliegenden Arbeit nachgewiesen werden, dass der hier untersuchte Faserverstärker bei 4,4 kW unterhalb der TMI-Schwelle operiert und in der Konsequenz einen grundmodigen Ausgangsstrahl liefert. Vor dem Hintergrund Transversaler Modeninstabilitäten als signifikante Begrenzung in diesem Leistungsbereich, ist diese Art der zeitlichen Strahlanalyse notwendig, um die Charakteristik der untersuchten Verstärkersysteme miteinander zu vergleichen. Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die in dieser Arbeit erreichten Ausgangsleistungen einen aktuellen Rekord vor dem Hintergrund der zeitlichen Stabilität, Linienbreite und Strahlqualität derzeitiger Faserverstärker darstellen. Die aufgezeigten Vorgehensweisen zur Leistungsskalierung sind nicht ausgeschöpft und können mithilfe der weiteren Optimierung von Faser- und Systemparametern zu höheren Ausgangsleistungen führen, wenn die dazu benötigte Pumpleistung verfügbar ist.

Literatur

- [1] J. P. Gordon, H. J. Zeiger, and C. H. Townes, “Molecular Microwave Oscillator and New Hyperfine Structure in the Microwave Spectrum of NH₃,” *Physical Review*, vol. 95, pp. 282–284, jul 1954.
- [2] A. L. Schawlow and C. H. Townes, “Infrared and optical masers,” *Physical Review*, vol. 112, no. 6, pp. 1940–1949, 1958.
- [3] T. H. Maiman, “Stimulated Optical Radiation in Ruby,” *Nature*, vol. 187, pp. 493–494, aug 1960.
- [4] C. K. N. Patel, “Continuous-Wave Laser Action on Vibrational-Rotational Transitions of CO₂,” *Physical Review*, vol. 136, no. 5A, pp. A1187 – A1193, 1964.
- [5] J. E. Geusic, H. M. Marcos, and L. G. Van Uitert, “Laser oscillations in nd-doped yttrium aluminum, yttrium gallium and gadolinium garnets,” *Applied Physics Letters*, vol. 4, no. 10, pp. 182–184, 1964.
- [6] C. Webb and J. Jones, *Handbook of Laser Technology and Applications*. CRC Press, 2004.
- [7] M. Bertolotti, “Introduction,” in *The History of the Laser*, Taylor & Francis, oct 2004.
- [8] A. Tünnermann, T. Schreiber, and J. Limpert, “Fiber lasers and amplifiers: an ultrafast performance evolution.,” *Applied optics*, vol. 49, no. 25, pp. F71–F78, 2010.
- [9] L. Quintino, A. Costa, R. Miranda, D. Yapp, V. Kumar, and C. J. Kong, “Welding with high power fiber lasers - A preliminary study,” *Materials and Design*, vol. 28, no. 4, pp. 1231–1237, 2007.
- [10] G. Marx, “Interstellar Vehicle Propelled By Terrestrial Laser Beam,” *Nature*, vol. 211, pp. 22–23, jul 1966.
- [11] R. L. Forward, “Roundtrip Interstellar Travel Using Laser-Pushed Lightsails,” *Journal of Spacecraft and Rockets*, vol. 21, no. 2, pp. 187–195, 1984.

- [12] “Project Breakthrough Starshot.” <https://breakthroughinitiatives.org/Initiative/3>, Zugriff am 30.11.2017.
- [13] C. J. Koester and E. Snitzer, “Amplification in a Fiber Laser,” *Applied Optics*, vol. 3, p. 1182, oct 1964.
- [14] R. Paschotta, J. Nilsson, A. Tropper, and D. Hanna, “Ytterbium-doped fiber amplifiers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, pp. 1049–1056, jul 1997.
- [15] G. M. Hale and M. R. Querry, “Optical Constants of Water in the 200-nm to 200- μ m Wavelength Region,” *Applied Optics*, vol. 12, no. 3, p. 555, 1973.
- [16] Y. Hirano, Y. Koyata, S. Yamamoto, K. Kasahara, and T. Tajime, “208-W TEM00 operation of a diode-pumped Nd:YAG rod laser,” *Optics letters*, vol. 24, no. 10, pp. 679–81, 1999.
- [17] C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “High-power fibre lasers,” *Nature Photonics*, vol. 7, pp. 861–867, nov 2013.
- [18] M. N. Zervas and C. a. Codemard, “High Power Fiber Lasers: A Review,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 20, no. 5, pp. 1–23, 2014.
- [19] T. Schreiber, C. Wirth, O. Schmidt, T. V. Andersen, I. Tsybin, S. Bahme, T. Peschel, F. Brackner, T. Clausnitzer, F. Raser, R. Eberhardt, J. Limpert, and A. Tannermann, “Incoherent beam combining of continuous-wave and pulsed Yb-Doped fiber amplifiers,” *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 15, no. 2, pp. 354–360, 2009.
- [20] C. Wirth, O. Schmidt, I. Tsybin, T. Schreiber, R. Eberhardt, J. Limpert, A. Tünnermann, K. Ludewigt, M. Gowin, E. Ten Have, and M. Jung, “High average power spectral beam combining of four fiber amplifiers to 8.2 kW,” *Optics letters*, vol. 36, no. 16, pp. 3118–3120, 2011.
- [21] V. Fomin, V. Gapontsev, E. Shcherbakov, A. Abramov, A. Ferin, and D. Mochalov, “100 kW CW fiber laser for industrial applications,” in *2014 International Conference Laser Optics*, vol. 1, pp. 1–1, IEEE, jun 2014.

- [22] C. Jauregui, T. Eidam, J. Limpert, and A. Tünnermann, “The impact of modal interference on the beam quality of high-power fiber amplifiers.,” *Optics express*, vol. 19, no. 4, pp. 3258–3271, 2011.
- [23] T. Eidam, C. Wirth, C. Jauregui, F. Stutzki, F. Jansen, H.-J. Otto, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifiers.,” *Optics express*, vol. 19, no. 14, pp. 13218–13224, 2011.
- [24] C. Jauregui, T. Eidam, H.-J. Otto, F. Stutzki, F. Jansen, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Physical origin of mode instabilities in high-power fiber laser systems,” *Optics Express*, vol. 20, p. 12912, jun 2012.
- [25] F. Beier, M. Plötner, B. Sattler, F. Stutzki, T. Walbaum, A. Liem, N. Haarlammert, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “Measuring thermal load in fiber amplifiers in the presence of transversal mode instabilities,” *Optics Letters*, vol. 42, p. 4311, nov 2017.
- [26] F. Beier, “Experimental Investigations on the TMI Thresholds of Low-NA Yb-doped single mode fibers,” *Optics Letters*, vol. to be publ, 2018.
- [27] F. Beier, C. Hupel, J. Nold, S. Kuhn, S. Hein, J. Ihring, B. Sattler, N. Haarlammert, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “Narrow linewidth, single mode 3 kW average power from a directly diode pumped ytterbium-doped low NA fiber amplifier,” *Optics Express*, vol. 24, no. 6, p. 6011, 2016.
- [28] F. Beier, C. Hupel, S. Kuhn, S. Hein, J. Nold, F. Proske, B. Sattler, A. Liem, C. Jauregui, J. Limpert, N. Haarlammert, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “Single mode 4.3 kW output power from a diode-pumped Yb-doped fiber amplifier,” *Optics Express*, vol. 25, no. 13, p. 14892, 2017.
- [29] F. Röser, J. Rothhard, B. Ortac, A. Liem, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, “131 W 220 fs fiber laser system,” *Optics Letters*, vol. 30, no. 20, p. 2754, 2005.

- [30] K. Kao and G. Hockham, “Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies,” *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, vol. 113, pp. 1151–1158, jul 1966.
- [31] A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*. Boston, MA: Springer US, 1984.
- [32] R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics*. Basic Books, 1989.
- [33] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*. Boston: Academic Press, 2008.
- [34] J. Riishede, N. A. Mortensen, and J. Lægsgaard, “A poor man’s approach to modelling micro-structured optical fibres,” *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 5, pp. 534–538, 2003.
- [35] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, “Fundamentals of Photonics , 2nd Edition,” 2007.
- [36] D. Gloge, “Weakly Guiding Fibers,” *Applied Optics*, 1971.
- [37] Y. Murakami, a. Kawana, and H. Tsuchiya, “Cut-off wavelength measurements for single-mode optical fibers.,” *Applied optics*, vol. 18, no. 7, pp. 1101–1105, 1979.
- [38] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 2007.
- [39] C. Schulze, A. Lorenz, D. Flamm, A. Hartung, S. Schröter, H. Bartelt, and M. Duparré, “Mode resolved bend loss in few-mode optical fibers,” *Optics Express*, vol. 21, p. 3170, feb 2013.
- [40] J. P. Koplow, D. A. V. Kliner, and L. Goldberg, “Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier,” *Optics Letters*, vol. 25, no. 7, p. 442, 2000.
- [41] D. Marcuse, “Transmitting and Restoring Three-Dimensional Pictorial,” *America*, 1976.
- [42] L. Faustini and G. Martini, “Bend loss in single-mode fibers,” *Journal of Light-wave Technology*, vol. 15, no. 4, pp. 671–679, 1997.

- [43] R. W. Smink, B. P. de Hon, and A. G. Tijhuis, “Bending loss in optical fibers a full-wave approach,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 24, p. 2610, oct 2007.
- [44] T. Izawa, N. Shibata, and A. Takeda, “Optical attenuation in pure and doped fused silica in the ir wavelength region,” *Applied Physics Letters*, vol. 31, pp. 33–35, jul 1977.
- [45] A. E. Siegman, *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [46] A. E. Siegman, “Defining, measuring, and optimizing laser beam quality,” *Proc. SPIE 1868, Laser Resonators and Coherent Optics: Modeling, Technology, and Applications*, 2, 1993.
- [47] R. G. Smith, “Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering,” *Applied Optics*, vol. 11, p. 2489, nov 1972.
- [48] C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Derivation of Raman treshold formulas for CW double-clad fiber amplifiers,” *Optics Express*, vol. 17, no. 10, p. 8476, 2009.
- [49] A. Kobayakov, S. Kumar, D. Q. Chowdhury, A. B. Ruffin, M. Sauer, S. R. Bickham, and R. Mishra, “Design concept for optical fibers with enhanced SBS threshold,” *Optics Express*, vol. 13, no. 14, p. 5338, 2005.
- [50] G. Brochu, A. Villeneuve, M. Faucher, M. Morin, F. Trépanier, and R. Dionne, “SRS modeling in high power CW fiber lasers for component optimization,” in *SPIE LASE* (A. L. Glebov and P. O. Leisher, eds.), vol. 10085, p. 100850N, feb 2017.
- [51] H. Pask, R. Carman, D. Hanna, A. Tropper, C. Mackechnie, P. Barber, and J. Dawes, “Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for the 1-1.2 μm region,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 1, pp. 2–13, apr 1995.

- [52] J. Townsend, S. Poole, and D. Payne, “Solution-doping technique for fabrication of rare-earth-doped optical fibres,” *Electronics Letters*, vol. 23, no. 7, p. 329, 1987.
- [53] S. Magne, Y. Ouerdane, M. Druetta, J. P. Goure, P. Ferdinand, and G. Monnom, “Cooperative luminescence in an ytterbium-doped silica fibre,” *Optics Communications*, vol. 111, no. 3-4, pp. 310–316, 1994.
- [54] R. Royon, J. Lhermite, L. Sarger, and E. Cormier, “High power, continuous-wave ytterbium-doped fiber laser tunable from 976 to 1120 nm,” *Optics Express*, vol. 21, p. 13818, jun 2013.
- [55] F. Roeser, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “94 W 980 nm high brightness Yb-doped fiber laser,” *Optics Express*, vol. 16, no. 22, p. 17310, 2008.
- [56] F. Beier, H.-J. Otto, C. Jauregui, O. de Vries, T. Schreiber, J. Limpert, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “1009 nm continuous-wave ytterbium-doped fiber amplifier emitting 146 W,” *Optics Letters*, vol. 39, p. 3725, jul 2014.
- [57] M. Leich, M. Jäger, S. Grimm, D. Hoh, S. Jetschke, M. Becker, A. Hartung, and H. Bartelt, “Tapered large-core 976 nm Yb-doped fiber laser with 10 W output power,” *Laser Physics Letters*, vol. 11, no. 4, pp. 7–12, 2014.
- [58] C. Giles and E. Desurvire, “Modeling erbium-doped fiber amplifiers,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 9, no. 2, pp. 271–283, 1991.
- [59] J. Bouillet, I. Manek-Honninger, T. Cardinal, F. Guillen, M. Podgorski, S. Ermenieux, R. B. Doua, and F. Salin, “Photodarkening and Photobleaching of an Ytterbium-doped Silica Double-clad LMA fiber,” in *2007 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, vol. 15, pp. 1–2, IEEE, may 2007.
- [60] M. Engholm and L. Norin, “Preventing photodarkening in ytterbium-doped high power fiber lasers; correlation to the UV-transparency of the core glass,” *Optics Express*, vol. 16, no. 2, p. 1260, 2008.
- [61] J. Koponen, M. Söderlund, H. J. Hoffman, D. Kliner, and J. Koplow, “Photodarkening measurements in large mode area fibers,” in *SPIE LASE* (D. J. Harter,

- A. Tünnermann, J. Broeng, and C. Headley III, eds.), vol. 6453, p. 64531E, feb 2007.
- [62] S. Taccheo, H. Gebavi, A. Monteville, O. Le Goffic, D. Landais, D. Mechin, D. Tregoeat, B. Cadier, T. Robin, D. Milanese, and T. Durrant, “Concentration dependence and self-similarity of photodarkening losses induced in Yb-doped fibers by comparable excitation,” *Optics Express*, vol. 19, p. 19340, sep 2011.
 - [63] S. Jetschke, S. Unger, U. Röpke, and J. Kirchhof, “Photodarkening in Yb doped fibers: experimental evidence of equilibrium states depending on the pump power,” *Optics Express*, vol. 15, no. 22, p. 14838, 2007.
 - [64] L. Kong, J. Leng, P. Zhou, and Z. Jiang, “Thermally induced mode loss evolution in the coiled ytterbium doped large mode area fiber,” *Optics Express*, vol. 25, p. 23437, sep 2017.
 - [65] T. Kitabayashi, M. Ikeda, M. Nakai, T. Sakai, K. Himeno, and K. Ohashi, “Population Inversion Factor Dependence of Photodarkening of Yb-Doped Fibers and Its Suppression by Highly Aluminum Doping - Technical Digest (CD),” in *Optical Fiber Communication Conference and Exposition and The National Fiber Optic Engineers Conference*, (Anaheim, California), p. OThC5, Optical Society of America, 2006.
 - [66] J. Koponen, M. Söderlund, H. J. Hoffman, D. Kliner, and J. Koplow, “Photodarkening measurements in large mode area fibers,” in *Proc. SPIE* (D. J. Harter, A. Tünnermann, J. Broeng, and C. Headley III, eds.), vol. 6453, p. 64531E, feb 2007.
 - [67] C. Jauregui, H.-J. Otto, F. Stutzki, J. Limpert, and a. Tünnermann, “Simplified modelling the mode instability threshold of high power fiber amplifiers in the presence of photodarkening,” *Optics Express*, vol. 23, no. 16, p. 20203, 2015.
 - [68] J. J. Montiel I Ponsoda, M. J. Söderlund, J. P. Koplow, J. J. Koponen, and S. Honkanen, “Photodarkening-induced increase of fiber temperature.,” *Applied optics*, vol. 49, pp. 4139–43, aug 2010.

- [69] C. Jauregui, T. Eidam, H.-j. Otto, F. Stutzki, F. Jansen, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Temperature-induced index gratings and their impact on mode instabilities in high-power fiber laser systems,” *Optics Express*, vol. 20, p. 440, jan 2012.
- [70] A. Sennaroglu, *Solid-State Lasers and Applications*. CRC Press, 2006.
- [71] J. Crank, *The Mathematics of Diffusion, second ed.* Oxford: CLARENDON PRESS, 1975.
- [72] W. Nolting, *Grundkurs Theoretische Physik 4*. Springer-Lehrbuch, Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2010.
- [73] D. Brown and H. Hoffman, “Thermal, stress, and thermo-optic effects in high average power double-clad silica fiber lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 37, no. 2, pp. 207–217, 2001.
- [74] M. S. Kuznetsov, O. L. Antipov, a. a. Fotiadi, and P. Mégret, “Electronic and thermal refractive index changes in Ytterbium-doped fiber amplifiers,” *Optics Express*, vol. 21, p. 22374, sep 2013.
- [75] J. T. Neu and J. H. Wray, “Refractive index of several glasses as a function of wavelength and temperature.,” *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 59, no. 5, pp. 774–776, 1969.
- [76] W. A. Ramadan, H. H. Wahba, and M. A. Shams El-Din, “Two-dimensional refractive index and stresses profiles of a homogenous bent optical fiber,” *Applied Optics*, vol. 53, p. 7462, nov 2014.
- [77] A. Hardy and R. Oron, “Signal amplification in strongly pumped fiber amplifiers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, no. 3, pp. 307–313, 1997.
- [78] J. Dormand and P. Prince, “A reconsideration of some embedded Runge Kutta formulae,” *Journal of Computational and Applied Mathematics*, vol. 15, pp. 203–211, jun 1986.
- [79] “Python Software Foundation. Python Language Reference, version 3.3.” <http://www.python.org>, Zugriff am 07.10.2017.

- [80] O. Arnould and F. Hild, “EPMA Measurements of Diffusion Profiles at the Submicrometre Scale,” *Microchimica Acta*, vol. 139, pp. 3–10, may 2002.
- [81] R. Paschotta, J. Nilsson, L. Reekie, A. C. Trooper, and D. C. Hanna, “Single-frequency ytterbium-doped fiber laser stabilized by spatial hole burning,” *Optics letters*, vol. 22, no. 1, pp. 40–2, 1997.
- [82] A. Yablon, “Multi-Wavelength Optical Fiber Refractive Index Profiling by Spatially Resolved Fourier Transform Spectroscopy,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 28, pp. 360–364, feb 2010.
- [83] T. Eidam, C. Wirth, C. Jauregui, F. Stutzki, F. Jansen, H.-J. Otto, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifiers,” *Optics Express*, vol. 19, no. 14, p. 13218, 2011.
- [84] A. V. Smith and J. J. Smith, “Mode instability in high power fiber amplifiers,” *Optics Express*, vol. 19, p. 10180, may 2011.
- [85] B. Ward, C. Robin, and I. Dajani, “Origin of thermal modal instabilities in large mode area fiber amplifiers,” *Optics Express*, vol. 20, p. 11407, may 2012.
- [86] S. Naderi, I. Dajani, T. Madden, and C. Robin, “Investigations of modal instabilities in fiber amplifiers through detailed numerical simulations,” *Optics Express*, vol. 21, p. 16111, jul 2013.
- [87] H.-J. Otto, N. Modsching, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Impact of photodarkening on the mode instability threshold,” *Optics Express*, vol. 23, p. 15265, jun 2015.
- [88] N. Haarlammert, O. de Vries, A. Liem, A. Kliner, T. Peschel, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “Build up and decay of mode instability in a high power fiber amplifier,” *Optics Express*, vol. 20, no. 12, p. 13274, 2012.
- [89] R. Tao, P. Ma, X. Wang, P. Zhou, and Z. Liu, “1.3 kW monolithic linearly polarized single-mode master oscillator power amplifier and strategies for mitigating mode instabilities,” *Photonics Research*, vol. 3, p. 86, jun 2015.

- [90] A. V. Smith and J. J. Smith, “Mode instability thresholds for Tm-doped fiber amplifiers pumped at 790 nm,” *Opt. Express*, vol. 24, no. 2, pp. 975–992, 2016.
- [91] F. Stutzki, H.-J. Otto, F. Jansen, C. Gaida, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “High-speed modal decomposition of mode instabilities in high-power fiber lasers,” *Optics Letters*, vol. 36, p. 4572, dec 2011.
- [92] C. Jauregui, T. Eidam, H.-j. Otto, F. Stutzki, F. Jansen, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Temperature-induced index gratings and their impact on mode instabilities in high-power fiber laser systems,” *Optics Express*, vol. 20, no. 1, p. 440, 2012.
- [93] M. Schäferling, N. Andermahr, and C. Fallnich, “Investigations on the wavelength dependence of optically induced long-period Bragg gratings,” *Applied Physics B*, vol. 102, pp. 809–817, mar 2011.
- [94] N. Andermahr and C. Fallnich, “Optically induced long-period fiber gratings for guided mode conversion in few-mode fibers.,” *Optics Express*, vol. 18, no. 5, pp. 4411–4416, 2010.
- [95] K. R. Hansen, T. T. Alkeskjold, J. Broeng, and J. Lægsgaard, “Theoretical analysis of mode instability in high-power fiber amplifiers,” *Optics express*, vol. 21, no. 2, pp. 1944–71, 2013.
- [96] C. Jauregui, H.-J. Otto, S. Breitenkopf, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Optimizing high-power Yb-doped fiber amplifier systems in the presence of transverse mode instabilities,” *Optics Express*, vol. 24, p. 7879, apr 2016.
- [97] C. Jauregui, H.-J. Otto, F. Stutzki, F. Jansen, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Passive mitigation strategies for mode instabilities in high-power fiber laser systems,” *Optics Express*, vol. 21, p. 19375, aug 2013.
- [98] K. R. Hansen, T. T. Alkeskjold, J. Broeng, and J. Lægsgaard, “Thermally induced mode coupling in rare-earth doped fiber amplifiers,” *Optics Letters*, vol. 37, no. 12, p. 2382, 2012.
- [99] L. Dong, “Stimulated thermal Rayleigh scattering in optical fibers,” *Optics Express*, vol. 21, no. 3, p. 2642, 2013.

- [100] S. Naderi, I. Dajani, T. Madden, B. Ward, C. Robin, and J. Grosek, “Numerical studies of modal instabilities in high-power fiber amplifiers,” *Proc. of SPIE*, vol. 8601, pp. 1–7, 2013.
- [101] M. M. Johansen, K. R. Hansen, M. Laurila, T. T. Alkeskjold, and J. Lægsgaard, “Estimating modal instability threshold for photonic crystal rod fiber amplifiers,” *Optics Express*, vol. 21, no. 13, p. 15409, 2013.
- [102] B. G. Ward, “Modeling of transient modal instability in fiber amplifiers,” *Optics express*, vol. 21, no. 10, pp. 12053–67, 2013.
- [103] A. V. Smith and J. J. Smith, “Steady-periodic method for modeling mode instability in fiber amplifiers,” *Optics Express*, vol. 21, no. 3, p. 2606, 2013.
- [104] A. V. Smith and J. J. Smith, “Influence of pump and seed modulation on the mode instability thresholds of fiber amplifiers,” *Optics Express*, vol. 20, no. 22, p. 24545, 2012.
- [105] A. V. Smith and J. J. Smith, “Increasing mode instability thresholds of fiber amplifiers by gain saturation,” *Optics Express*, vol. 21, no. 13, p. 15168, 2013.
- [106] A. Smith and J. Smith, “Modeled fiber amplifier performance near the mode instability threshold,” *arXiv preprint*, vol. 2945, no. 1997, p. 1301.4278, 2013.
- [107] N. Haarlammert, B. Sattler, A. Liem, M. Strecker, J. Nold, T. Schreiber, R. Eberhardt, A. Tünnermann, K. Ludewigt, and M. Jung, “Optimizing mode instability in low-NA fibers by passive strategies,” *Optics letters*, vol. 40, pp. 2317–2320, 2015.
- [108] M. M. Johansen, M. Laurila, M. D. Maack, D. Noordegraaf, C. Jakobsen, T. T. Alkeskjold, and J. Lægsgaard, “Frequency resolved transverse mode instability in rod fiber amplifiers,” *Optics Express*, vol. 21, no. 19, pp. 21847–21856, 2013.
- [109] M. Karow, H. Tünnermann, J. Neumann, D. Kracht, and P. Weßels, “Beam quality degradation of a single-frequency Yb-doped photonic crystal fiber amplifier with low mode instability threshold power,” *Optics Letters*, vol. 37, no. 20, p. 4242, 2012.

- [110] C. Robin, I. Dajani, and B. Pulford, “Modal instability-suppressing, single-frequency photonic crystal fiber amplifier with 811 W output power,” *Optics Letters*, vol. 39, no. 3, p. 666, 2014.
- [111] T. Eidam, S. Hädrich, F. Jansen, F. Stutzki, J. Rothhardt, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Preferential gain photonic-crystal fiber for mode stabilization at high average powers,” *Optics Express*, vol. 19, no. 9, p. 8656, 2011.
- [112] J. Limpert, F. Stutzki, F. Jansen, H.-J. Otto, T. Eidam, C. Jauregui, and A. Tünnermann, “Yb-doped large-pitch fibres: effective single-mode operation based on higher-order mode delocalisation,” *Light: Science & Applications*, vol. 1, no. 4, p. e8, 2012.
- [113] H.-J. Otto, C. Jauregui, F. Stutzki, F. Jansen, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Controlling mode instabilities by dynamic mode excitation with an acousto-optic deflector,” *Optics Express*, vol. 21, no. 14, p. 17285, 2013.
- [114] R. Tao, P. Ma, X. Wang, P. Zhou, and Z. Liu, “Study of Wavelength Dependence of Mode Instability Based on a Semi-Analytical Model,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 51, pp. 1–6, aug 2015.
- [115] K.-H. Lee, K. Lee, Y. Kim, Y.-H. Cha, G. Lim, H. Park, H. Cho, and D.-Y. Jeong, “Transverse mode instability induced by stimulated Brillouin scattering in a pulsed single-frequency large-core fiber amplifier,” *Applied optics*, vol. 54, no. 2, pp. 189–194, 2015.
- [116] R. Tao, P. Ma, X. Wang, P. Zhou, and Z. Liu, “Mitigating of modal instabilities in linearly-polarized fiber amplifiers by shifting pump wavelength,” *Journal of Optics*, vol. 17, p. 045504, apr 2015.
- [117] H.-J. Otto, F. Stutzki, F. Jansen, T. Eidam, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Temporal dynamics of mode instabilities in high-power fiber lasers and amplifiers,” *Optics Express*, vol. 20, p. 15710, jul 2012.

- [118] Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne, and J. Nilsson, “Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power,” *Opt. Express*, vol. 12, no. 25, pp. 6088–6092, 2004.
- [119] L. Huang, W. Wang, J. Leng, S. Guo, X. Xu, and X. Cheng, “Experimental Investigation on Evolution of the Beam Quality in a 2 kW High Power Fiber Amplifier,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 26, no. combiner 1, pp. 1–1, 2013.
- [120] J. Nold, M. Strecker, A. Liem, R. Eberhardt, T. Schreiber, and A. Tünnermann, “Narrow Linewidth Single Mode Fiber Amplifier With 2.3 kW Average Power,” in *2015 European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference*, p. CJ_11_4, Optical Society of America, 2015.
- [121] Q. Fang, W. Shi, Y. Qin, X. Meng, and Q. Zhang, “2.5 kW monolithic continuous wave (CW) near diffraction-limited fiber laser at 1080 nm,” *Laser Physics Letters*, vol. 11, p. 105102, oct 2014.
- [122] G. Overton, “IPG Photonics offers world’s first 10 kW single-mode production laser.” <http://www.laserfocusworld.com/articles/2009/06/ipg-photonics-offers-worlds-first-10-kw-single-mode-production-laser.html>, Zugriff am 06.10.2017.
- [123] H. Yu, H. Zhang, H. Lv, X. Wang, J. Leng, H. Xiao, S. Guo, P. Zhou, X. Xu, and J. Chen, “3.15 kW direct diode-pumped near diffraction-limited all-fiber-integrated fiber laser,” *Applied Optics*, vol. 54, p. 4556, may 2015.
- [124] Z. Huang, X. Liang, C. Li, H. Lin, Q. Li, J. Wang, and F. Jing, “Spectral broadening in high-power Yb-doped fiber lasers employing narrow-linewidth multilongitudinal-mode oscillators,” *Applied Optics*, vol. 55, p. 297, jan 2016.
- [125] C. X. Yu, O. Shatrovov, T. Fan, and T. F. Taunay, “Diode-pumped narrow linewidth multi-kilowatt metalized Yb fiber amplifier,” *Optics Letters*, vol. 41, no. 22, pp. 5202–5205, 2016.
- [126] H. Zhan, Q. Liu, Y. Wang, W. Ke, L. Ni, X. Wang, K. Peng, C. Gao, Y. Li, H. Lin, J. Wang, F. Jing, and A. Lin, “5kW GTWave fiber amplifier directly

- pumped by commercial 976nm laser diodes,” *Optics Express*, vol. 24, no. 24, p. 27087, 2016.
- [127] H. Po, J. Cao, B. Laliberte, R. Minns, R. Robinson, B. Rockney, R. Tricca, and Y. Zhang, “Erratum: High power neodymium-doped single transverse mode fibre laser,” *Electronics Letters*, vol. 29, no. 17, p. 2231, 1993.
- [128] V. Gapontsev, D. Gapontsev, N. Platonov, O. Shkurikhin, V. Fomin, A. Mashkin, M. Abramov, and S. Ferin, “2 kW CW ytterbium fiber laser with record diffraction-limited brightness,” *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe - Technical Digest*, vol. 12, no. 25, p. 31051, 2005.
- [129] C. Hou, Y. Zhu, J. Zheng, G. Li, C. Li, S. Gao, Q. Gao, L. Zhang, C. Chang, W. Zhao, W. Li, and B. Zhao, “Ytterbium-doped double-cladding fiber with 35 kW output power, fabricated by chelate gas phase deposition technique,” *Optical Materials Express*, vol. 6, no. 4, p. 979, 2016.
- [130] S. Bicknese, R. Dohle, E. Wolak, and P. S. Yeh, “110 W fibre laser,” *Electronics Letters*, vol. 35, no. 14, pp. 1158–1160, 1998.
- [131] T. Theeg, C. Ottenhues, H. Sayinc, J. Neumann, and D. Kracht, “Core-pumped single-frequency fiber amplifier with an output power of 158 W,” *Optics Letters*, vol. 41, p. 9, jan 2016.
- [132] M. Plötner, V. Bock, T. Schultze, F. Beier, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “High power sub-ps pulse generation by compression of a frequency comb obtained by a nonlinear broadened two colored seed,” *Optics Express*, vol. 25, no. 14, p. 16476, 2017.
- [133] R. L. Pfleegor and L. Mandel, “Interference of independent photon beams,” *Physical Review*, vol. 159, no. 5, pp. 1084–1088, 1967.
- [134] J. Fiebrandt, M. Leich, S. Unger, A. Schwuchow, M. Jäger, M. Rothhardt, and H. Bartelt, “Spatially resolved in-core temperature measurement in rare-earth doped fibers during pumping,” in *SPIE Photonics West 2014-OPTO: Optoelectronic Devices and Materials*, vol. 8982, p. 898206, 2014.

- [135] J. Alvarez-Chavez, G. Perez-Sanchez, D. Ceballos-Herrera, J. Rodriguez-Rodriguez, and T. Schreiber, “Temperature sensing characteristics of tapered Yb-doped fiber amplifiers,” *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, vol. 124, pp. 5818–5821, nov 2013.
- [136] V. Goloborodko, S. Keren, A. Rosenthal, B. Levit, and M. Horowitz, “Measuring Temperature Profiles in High-Power Optical Fiber Components,” *Applied Optics*, vol. 42, no. 13, p. 2284, 2003.
- [137] M. Froggatt and J. Moore, “High-spatial-resolution distributed strain measurement in optical fiber with Rayleigh scatter,” *Applied Optics*, vol. 37, no. 10, p. 1735, 1998.
- [138] P. Oberson, B. Huttner, O. Guinnard, L. Guinnard, G. Ribordy, and N. Gisin, “Optical frequency domain reflectometry with a narrow linewidth fiber laser,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, pp. 867–869, jul 2000.
- [139] B. Soller, D. Gifford, M. Wolfe, and M. Froggatt, “High resolution optical frequency domain reflectometry for characterization of components and assemblies,” *Optics express*, vol. 13, no. 2, pp. 666–674, 2005.
- [140] B. Soller, M. Wolfe, and M. Froggatt, “Polarization resolved measurement of Rayleigh backscatter in fiber-optic components,” *OFC Technical Digest, Los Angeles*, pp. 1–6, 2005.
- [141] F. Beier, M. Heinzig, T. Walbaum, S. Kuhn, C. Hupel, N. Haarlammert, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “Determination of Thermal Load from Core Temperature Measurements in Single Mode Ytterbium-Doped Fiber Amplifiers,” in *Advanced Solid State Lasers*, (Washington, D.C.), p. ATh2A.23, OSA, 2015.
- [142] F. Beier, M. Heinzig, B. Sattler, T. Walbaum, N. Haarlammert, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “Temperature measurements in an ytterbium fiber amplifier up to the mode instability threshold,” in *SPIE LASE* (J. Balato, ed.), vol. 9728, p. 97282P, mar 2016.

- [143] F. Beier, M. Heinzig, N. Haarlammert, J. Nold, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “In situ Temperature Measurement in High Power Fiber Amplifiers,” in *Optics InfoBase Conference Papers*, 2014.
- [144] A. V. Smith and J. J. Smith, “Mode instability in high power fiber amplifiers.,” *Optics express*, vol. 19, no. 11, pp. 10180–10192, 2011.
- [145] K. A. Brueckner, S. Jorna, and K. Moncur, “Double Pass Laser Amplifiers,” *Appl. Opt.*, vol. 13, no. 10, p. 2183, 1974.
- [146] S. Jetschke, S. Unger, M. Leich, and J. Kirchhof, “Photodarkening kinetics as a function of Yb concentration and the role of Al codoping,” *Applied Optics*, vol. 51, no. 32, p. 7758, 2012.
- [147] C. Hupel, S. Kuhn, S. Hein, N. Haarlammert, J. Nold, F. Beier, B. Sattler, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “MCVD Based Fabrication of Low-NA Fibers for High Power Fiber Laser Application,” in *Advanced Solid State Lasers*, (Washington, D.C.), p. AM4A.2, OSA, 2015.
- [148] S. Kuhn, S. Hein, C. Hupel, J. Nold, N. Haarlammert, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “All-solution doping technique for high power fiber lasers -refractive index influence in the vicinity of Al:P = 1:1,” in *Laser Congress 2017 (ASSL, LAC)*, (Washington, D.C.), p. ATu5A.6, OSA, 2017.
- [149] F. Jansen, F. Stutzki, H.-j. Otto, T. Eidam, A. Liem, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Thermally induced waveguide changes in active fibers,” *Optics Express*, vol. 20, p. 3997, feb 2012.
- [150] M. M. Johansen, K. R. Hansen, T. T. Alkeskjold, and J. Lægsgaard, “Fiber amplifiers under thermal loads leading to transverse mode instability,” *Proc. of SPIE*, vol. 8961, p. 89612P, 2014.
- [151] J. W. Nicholson, A. D. Yablon, S. Ramachandran, and S. Ghalmi, “Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode-area fibers,” *Optics Express*, vol. 16, no. 10, p. 7233, 2008.

- [152] P.-H. Haumesser, R. Gaumé, B. Viana, and D. Vivien, “Determination of laser parameters of ytterbium-doped oxide crystalline materials,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 19, no. 10, p. 2365, 2002.
- [153] S. Jetschke, S. Unger, A. Schwuchow, M. Leich, and M. Jäger, “Role of Ce in Yb/Al laser fibers: prevention of photodarkening and thermal effects,” *Optics Express*, vol. 24, no. 12, p. 13009, 2016.
- [154] S. Jetschke, S. Unger, A. Schwuchow, M. Leich, and J. Kirchhof, “Efficient Yb laser fibers with low photodarkening by optimization of the core composition,” *Optics Express*, vol. 16, no. 20, p. 15540, 2008.
- [155] S. Unger, A. Schwuchow, J. Dellith, and J. Kirchhof, “Codoped materials for high power fiber lasers - diffusion behaviour and optical properties,” *proceeding of spie*, vol. 6469, pp. 646913–646913–12, 2007.
- [156] M. Engholm and L. Norin, “Preventing photodarkening in ytterbium-doped high power fiber lasers; correlation to the UV-transparency of the core glass.,” *Optics express*, vol. 16, no. 2, pp. 1260–1268, 2008.
- [157] F. Jansen, F. Stutzki, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “Avoided crossings in photonic crystal fibers,” *Optics Express*, vol. 19, no. 14, p. 13578, 2011.
- [158] E. B. Treacy, “Optical Pulse Compression With Diffraction Gratings,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 5, no. 9, pp. 454–458, 1969.
- [159] J. Limpert, T. Clausnitzer, a. Liem, T. Schreiber, H. J. Fuchs, H. Zellmer, E. B. Kley, and a. Tünnermann, “High-average-power femtosecond fiber chirped-pulse amplification system.,” *Optics letters*, vol. 28, no. 20, pp. 1984–6, 2003.
- [160] M. Plötner, O. de Vries, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “High power incoherent beam combining by an all-glass 7:1 fiber coupler with high beam quality,” in *Advanced Solid State Lasers*, p. ATh2A.17, Optical Society of America, 2014.

- [161] M. Plötner, T. Eschrich, O. de Vries, J. Kobelke, S. Unger, M. Jäger, T. Schreiber, H. Bartelt, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “Demonstration of >5kW emissions with good beam quality from two different 7:1 all-glass fiber coupler-types,” *SPIE LASE*, vol. 9346, p. 93460W, 2015.
- [162] M. H. Muendel, R. Farrow, K.-H. Liao, D. Woll, J. Luu, C. Zhang, J. J. Morehead, J. Segall, J. Gregg, K. Tai, B. Kharlamov, H. Yu, and L. Myers, “Fused fiber pump and signal combiners for a 4-kW ytterbium fiber laser,” *Library*, vol. 7914, no. May, pp. 791431–791431–7, 2011.
- [163] C. Wirth, O. Schmidt, A. Kliner, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “High-power tandem pumped fiber amplifier with an output power of 2.9 kW.,” *Optics letters*, vol. 36, pp. 3061–3, aug 2011.
- [164] F. Beier, M. Strecker, J. Nold, N. Haarlammert, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “6.8 kW peak power quasi-continuous wave tandem-pumped Ytterbium amplifier at 1071nm,” in *SPIE LASE*, vol. 9344, p. 93441H, 2015.
- [165] F. Beier, H.-J. Otto, B. Sattler, M. Ploetner, N. Haarlammert, O. de Vries, C. Jauregui, T. Schreiber, J. Limpert, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “146W continuous wave ytterbium doped fiber amplifier at 1009 nm,” in *SPIE LASE* (S. Ramachandran, ed.), vol. 8961, p. 89610W, mar 2014.

Eigene Veröffentlichungen

- [E1] F. Beier, H.-J. Otto, C. Jauregui, O. de Vries, T. Schreiber, J. Limpert, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “1009 nm continuous-wave ytterbium-doped fiber amplifier emitting 146 W,” *Optics Letters*, vol. 39, p. 3725, jul 2014.
- [E2] F. Beier, C. Hupel, J. Nold, S. Kuhn, S. Hein, J. Ihring, B. Sattler, N. Haarlamert, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “Narrow linewidth, single mode 3 kW average power from a directly diode pumped ytterbium-doped low NA fiber amplifier,” *Optics Express*, vol. 24, no. 6, p. 6011, 2016.
- [E3] F. Beier, C. Hupel, S. Kuhn, S. Hein, J. Nold, F. Proske, B. Sattler, A. Liem, C. Jauregui, J. Limpert, N. Haarlamert, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “Single mode 4.3 kW output power from a diode-pumped Yb-doped fiber amplifier,” *Optics Express*, vol. 25, no. 13, p. 14892, 2017.
- [E4] F. Beier, M. Plötner, B. Sattler, F. Stutzki, T. Walbaum, A. Liem, N. Haarlamert, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “Measuring thermal load in fiber amplifiers in the presence of transversal mode instabilities,” *Optics Letters*, vol. 42, p. 4311, nov 2017.
- [E5] F. Beier, “Experimental Investigations on the TMI Thresholds of Low-NA Yb-doped single mode fibers,” *Optics Letters*, vol. to be publ, 2018.
- [E6] F. Beier, O. de Vries, T. Schreiber, R. Eberhardt, A. Tünnermann, C. Bollig, P. G. Hofmeister, J. Schmidt, and R. Reuter, “Robust 1550-nm single-frequency all-fiber ns-pulsed fiber amplifier for wind-turbine predictive control by wind lidar,” vol. 8601, p. 86012S, feb 2013.
- [E7] F. Beier, H.-J. Otto, B. Sattler, M. Ploetner, N. Haarlamert, O. de Vries, C. Jauregui, T. Schreiber, J. Limpert, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “146W continuous wave ytterbium doped fiber amplifier at 1009 nm,” vol. 8961, p. 89610W, mar 2014.
- [E8] F. Beier, M. Heinzig, N. Haarlamert, J. Nold, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “In situ Temperature Measurement in High Power Fiber Amplifiers,” in *Optics InfoBase Conference Papers*, 2014.

- [E9] F. Beier, M. Heinzig, T. Walbaum, S. Kuhn, C. Hupel, N. Haarlammert, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “Determination of Thermal Load from Core Temperature Measurements in Single Mode Ytterbium-Doped Fiber Amplifiers,” in *Advanced Solid State Lasers*, (Washington, D.C.), p. ATh2A.23, OSA, 2015.
- [E10] F. Beier, M. Strecker, J. Nold, N. Haarlammert, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “6.8 kW peak power quasi-continuous wave tandem-pumped Ytterbium amplifier at 1071nm,” vol. 9344, p. 93441H, 2015.
- [E11] F. Beier, M. Heinzig, B. Sattler, T. Walbaum, N. Haarlammert, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “Temperature measurements in an ytterbium fiber amplifier up to the mode instability threshold,” vol. 9728, p. 97282P, mar 2016.
- [E12] F. Beier, B. Sattler, A. Liem, N. Haarlammert, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “Detailed Investigations on Thermal Mode Instabilities in LMA Yb-doped Fibers,” in *Laser Congress 2017 (ASSL, LAC)*, p. JTu2A.32, Optical Society of America, 2017.
- [E13] F. Beier, F. Moeller, J. Nold, B. Sattler, S. Kuhn, C. Hupel, S. Hein, N. Haarlammert, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, “TMI Investigations of Very Low NA Yb-doped Fibers and Scaling to Extreme Stable 4.4 kW Single-mode Output,” in *Laser Congress 2017 (ASSL, LAC)*, p. ATu3A.2, Optical Society of America, 2017.

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Bei der Auswahl und Auswertung folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise unentgeltlich geholfen:

Die Mitautoren aller aufgeführten eigenen Publikationen bei den durchgeführten Experimenten.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Ort, Datum

Unterschrift d. Verfassers